UNIVERSITÉ DE CAEN

THÈSES

Présentées

A LA FACULTÉ DES SCIENCES
DE L'UNIVERSITÉ DE CAEN

Pour obtenir

le grade de Docteur ès Sciences Physiques

par

MIREILLE BARRAT-RAMBOSSON

1ère Thèse

Etude de niveaux atomiques du cadmium excités par bombardement électronique

2ème Thèse

Propositions données par la Faculté

Soutenues le Mai 1965, devant la commission d'examen

MM. A. KASTLER, Membre de l'Institut
J. L. COJAN, Professeur : *Président*
P. GIACOMO, Professeur : *Examinateurs*
P. THUREAU, Professeur : *Examinateurs*

UNIVERSITÉ DE CAEN

THÈSES

Présentées

A LA FACULTÉ DES SCIENCES
DE L'UNIVERSITÉ DE CAEN

Pour obtenir

le grade de Docteur ès Sciences Physiques

par

MIREILLE BARRAT-RAMBOSSON

1ère Thèse

Etude de niveaux atomiques du cadmium excités par bombardement électronique

2ème Thèse

Propositions données par la Faculté

Soutenues le Mai 1965, devant la commission d'examen

MM. A. KASTLER, Membre de l'Institut
J. L. COJAN, Professeur : *Président*
P. GIACOMO, Professeur : *Examinateurs*
P. THUREAU, Professeur : *Examinateurs*

Digitized by the Internet Archive
in 2026

https://archive.org/details/IA41542711_0021

UNIVERSITE DE CAEN

FACULTE DES SCIENCES

ANNEE SCOLAIRE 1964-1965

PERSONNEL ENSEIGNANT DE LA FACULTE DES SCIENCES

MM.	LOZAC'H	Doyen, Professeur (Chimie)
	DANGEARD	Professeur (Géologie)
	SCHERER	Professeur (Physique Générale)
	APERY	Professeur (Mathématiques pures)
	JACQUET	Professeur (Microbiologie)
Mme	WALTER-LEVY	Professeur (Chimie)
MM.	PITOT	Professeur (Botanique)
	CAMPBELL	Professeur (Mécanique rationnelle)
	VIALLE	Professeur (Chimie)
	COJAN	Professeur (Physique)
	PALLU de la BARRIERE	Professeur (Mathématiques)
	PHAM	Professeur (Mathématiques)
	GIACOMO	Assesseur, Professeur (Physique)
	MONIER	Professeur (Minéralogie)
	CONIA	Professeur (Chimie)
	PAREYN	Professeur (Géologie)
Mme	CAYRAL	Professeur (Botanique)
MM.	ROMANET	Professeur (Chimie Générale)
	BINET	Professeur (Botanique)
	THUREAU	Professeur (Physique)
	NATAF	Professeur (Mathématiques)
	PINAZZI	Professeur (Chimie)
	RYBAK	Professeur (Physiologie animale)
	LUBET	Professeur (Zoologie)

MM.	DOGUET	Professeur sans chaire (Biologie végétale)
	MABBOUX-STROMBERG	Professeur sans chaire (Physique)
	BERNARD Maurice	Professeur sans chaire (Chimie)
	BARRAT	Professeur sans chaire (Physique)
	LEGROS	Professeur sans chaire (Physique)
	GAULT	Professeur sans chaire (Chimie)
Melle	DEMEUSY	Maître de Conférences (Biologie)
MM.	MOLLIER	Maître de Conférences (Chimie)
	KAUFFMANN	Maître de Conférences (Microbiologie)
	CACHON	Maître de Conférences (Zoologie)
Mme	BLANCHETON	Maître de Conférences (Mathématiques)
MM.	DESCHANVRES	Maître de Conférences (Chimie)
	THUILLIER	Maître de Conférences (Chimie)
	SIGNORET	Maître de Conférences (Zoologie)
	MERCOUROFF	Maître de Conférences (Physique)
	PONS	Maître de Conférences (Physique appliquée)
	FORTINI	Maître de Conférences (Electronique)
	HERVE	Maître de Conférences (Mécanique appliquée)
	LEHMANN	Maître de Conférences (Physique)
	BERNARD Jean	Maître de Conférences (Mathématiques)
	BOULET	Maître de Conférences (Psychophysiologie)
	GHOUILA-HOURI	Maître de Conférences (Mathématiques M.P.C.)
Mme	GRANDET	Chargée d'Enseignement (Mathématiques M.P.C.)
M.	CAUCAL	Conseiller Administratif, Chef des Services Administratifs de la Faculté des Sciences.

Ce travail a été commencé au laboratoire de Physique de l'Ecole Normale Supérieure sous la direction de Monsieur le Professeur KASTLER et achevé au laboratoire d'Optique de la Faculté de CAEN sous la direction de Monsieur le Professeur COJAN ; je les remercie tous deux d'avoir bien voulu m'accepter dans leur laboratoire et de m'avoir aidée de leurs conseils. Je remercie également Monsieur le Professeur J.C. PEBAY PEYROULA pour son aide précieuse au début de ce travail, Monsieur le Professeur THUREAU pour ses conseils concernant la partie électronique.

Enfin mes remerciements vont à tous les membres (chercheurs, techniciens et secrétaires) du Département de Physique, auprès de qui j'ai toujours trouvé une aide aussi compétente qu'indispensable.

P L A N

INTRODUCTION

1/ Généralités
2/ Résonance magnétique avec excitation électronique
3/ Difficultés de la méthode

PREMIERE PARTIE : ETUDE DE DIFFERENTS NIVEAUX EXCITES NON METASTABLES

I - DISPOSITIF EXPERIMENTAL

1/ Tube
   a - description
   b - remplissage
   c - alimentation des électrodes
2/ Chauffage du tube
3/ Champ magnétique statique
4/ Montage optique
5/ Champ de radiofréquence

II - IDENTIFICATION ET ETUDE QUALITATIVE DES RESONANCES

1/ Principe de l'identification
2/ Choix des filtres optiques
3/ Tension d'accélération optimum des électrons
4/ Différentes résonances observées
5/ Tableau résumé

III - Mesure des durées de vie

1/ Méthode de mesure
2/ Influence des inhomogénéités de champ
3/ Résultats

IV - FACTEURS DE LANDE

1/ Méthode de mesure
2/ Résultats
3/ Comparaison avec les prévisions théoriques

V - STRUCTURES HYPERFINES

1/ Niveaux $5\,^1D_2$ et $6\,^1D_2$
   A - Etude théorique
      a - étude qualitative
      b - évaluation du couplage intermédiaire
      c - calcul de A
      d - étude du découplage

B - Etude expérimentale
a - méthode de mesure
b - résultats
C - Croisement de niveaux
a - principe
b - mise en oeuvre
c - résultats
2/ Niveau $^2D_{5/2}$
A - Etude théorique
a - ordre de grandeur
b - étude du découplage
B - Etude expérimentale
3/ Cas des autres niveaux

DEUXIEME PARTIE : ETUDE DES ATOMES METASTABLES 5^3P_2

I - ETUDE PAR RESONANCE MAGNETIQUE
1/ Principe
2/ Appareillage
A - Sources lumineuses
B - Détection des signaux
a - hachage de la radiofréquence
b - réception du signal
3/ Température de la cellule
4/ Résultats
A - Facteur de Landé
a - méthode de mesure
b - résultats
c - comparaison avec la théorie
B - Durée de cohérence
a - étude théorique
b - étude expérimentale
α) rôle des inhomogénéités de champ
β) résultats

II - DUREE DE VIE DES ATOMES 5^3P_2
1/ Principe
2/ Appareillage
A - Alimentation du jet d'électrons
B - Réception des signaux
3/ Mesures
A - Constante de temps de l'appareillage
B - Durée de vie
4/ Etude des résultats

CONCLUSION

APPENDICES
1/ Corrections diamagnétique et relativiste au facteur de Landé du niveau 5^3P_2
2/ Calcul approximatif de la propabilité p de collision des atomes métastables contre les parois

BIBLIOGRAPHIE

INTRODUCTION

PRINCIPE DE LA METHODE

I - GENERALITES SUR LA RESONANCE MAGNETIQUE DANS LES NIVEAUX ATOMIQUES EXCITES.

L'étude des niveaux atomiques excités, en particulier la détermination de leurs durées de vie, de leurs facteurs de Landé et de leurs structures hyperfines a été considérablement perfectionnée par l'introduction des méthodes utilisant la résonance hertzienne. Elles permettent de déterminer des différences d'énergie entre sous-niveaux Zeeman ou hyperfins avec une précision qui n'est plus limitée par la largeur Doppler des raies optiques (souvent supérieure d'ailleurs aux écarts à mesurer), mais, la plupart du temps, par la largeur naturelle des niveaux, qui peut être ainsi atteinte et mesurée directement.

Le procédé ordinairement employé dans les expériences utilisant la résonance magnétique est le suivant : on crée entre les sous-niveaux Zeeman (ou hyperfins) d'un niveau atomique excité, une inégalité de populations. Un champ magnétique oscillant à la fréquence associée à l'écart énergétique entre ces sous-niveaux détruit l'inégalité de population, et crée une variation du taux de polarisation de la lumière émise par les atomes qui quittent le niveau étudié. On détecte la résonance en observant cette variation. L'inégalité

initiale peut être obtenue par excitation optique des atomes en lumière polarisée. C'est la méthode de la "double résonance" de BROSSEL et BITTER (1), qui ne peut pratiquement s'appliquer que pour des niveaux reliés directement à l'état fondamental par une transition optique assez intense (en particulier une raie de résonance optique) ou parfois pour des niveaux que l'on peut atteindre par excitation par échelons (2).

On peut aussi obtenir une inégalité de population entre les différents sous-niveaux Zeeman ou hyperfins d'un niveau excité en bombardant les atomes par des électrons de faible énergie. L'expérience montre en effet que la lumière réémise par les atomes ainsi excités est polarisée ; cette anisotropie du rayonnement émis spontanément ne peut trouver son origine que dans l'existence d'orientations privilégiées pour le moment cinétique des atomes excités, autrement dit d'une inégalité de population entre les sous-niveaux Zeeman.

II - RESONANCE MAGNETIQUE AVEC EXCITATION ELECTRONIQUE.

De nombreux expérimentateurs ont étudié la polarisation des raies optiques émises par les atomes bombardés par des électrons ; les principaux résultats expérimentaux obtenus sont résumés dans la thèse de J.C. PEBAY PEYROULA (3).

Les électrons sont de faible énergie, ils se propagent en général parallèlement à la direction d'un champ magnétique statique $\vec{H}_o$ qui définit l'axe de quantification. Soient I_π et I_σ les intensités de la lumière réémise lors d'une transition optique dans une direction perpendiculaire à $\vec{H}_o$ avec des vecteurs

électriques respectivement parallèle et perpendiculaire à $\vec{H}_o$.

Le taux de polarisation $P = \frac{I_\pi - I_\sigma}{I_\pi + I_\sigma}$ est fonction de l'énergie des électrons. Les premières expériences (4, 5) semblaient indiquer que P est nul pour une énergie correspondant au seuil d'excitation de la raie, puis présente un maximum et décroît (pouvant même devenir négatif) quand l'énergie des électrons croît. La valeur maximum de P peut varier, suivant l'atome que l'on excite et le niveau responsable de l'émission de la raie optique, de 2 à 3 % à 20 ou 30 %. Des expériences récentes indiquent plutôt que, conformément aux prévisions théoriques (6), P n'est pas nul au seuil d'excitation (7). La variation de P en fonction de l'énergie des électrons est souvent complexe et difficilement interprétable, en raison en particulier des effets de cascade (fig. 1) : un niveau excité 2 peut être atteint, soit directement à partir de l'état fondamental 1 par excitation par un électron, (processus schématisé par →), soit par retombée à partir d'un niveau plus élevé 3, lui-même excité directement ou par cascade, (processus schématisés par ↠ et ↠↠). Indépendamment de ces effets, l'étude théorique du phénomène, exigeant la connaissance des fonctions d'onde de tous les niveaux atomiques, est très complexe (7).

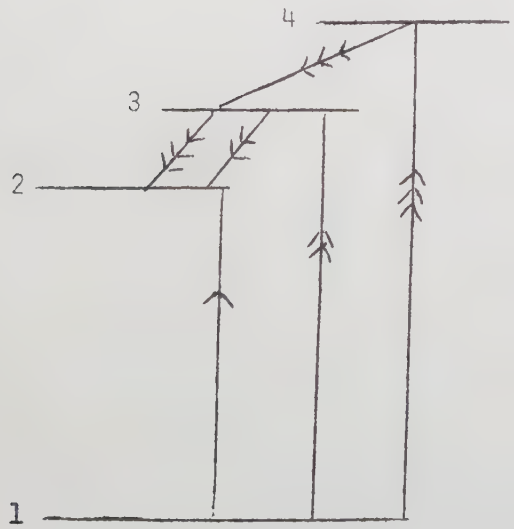


figure 1

Dans ce qui suit, nous utiliserons seulement le fait que la lumière émise est polarisée, ce qui révèle l'existence d'une inégalité de population entre les sous-niveaux Zeeman ou hyperfins de l'état excité, sans nous préoccuper de l'origine de cet effet. Comme nous l'avons indiqué précédemment, l'application d'un champ magnétique oscillant de fréquence convenable, perpendiculaire à $\vec{H}_0$ peut induire des transitions dipolaires magnétiques entre niveaux Zeeman ou hyperfins et détruire cette inégalité. On peut donc déterminer les propriétés du niveau, par l'observation de la variation du taux de polarisation de la lumière réémise lors de la résonance magnétique. Il arrive que le niveau atomique étudié soit métastable, c'est-à-dire que les atomes dans ce niveau n'émettent pas spontanément de rayonnement. Pour détecter l'inégalité de population on pourra alors utiliser l'absorption par les atomes métastables, en lumière polarisée, d'une radiation optique partant du niveau métastable, émise par une source auxiliaire. On peut atteindre par bombardement électronique de nombreux niveaux qui ne sont pas reliés à l'état fondamental par une transition optique intense, ainsi que des niveaux de l'atome ionisé qui ne pourraient être atteints par la méthode de la double résonance. L'application de cette méthode aux atomes d'une vapeur (vapeur de mercure ou de sodium) a été mise au point par J.C. PEBAY PEYROULA (3).

III - DIFFICULTES RENCONTREES DANS LA METHODE DE BOMBARDEMENT ELECTRONIQUE.

Les atomes soumis au bombardement électronique émettent simultanément plusieurs radiations. Lorsqu'on

observe une résonance magnétique par variation du taux de polarisation de la lumière émise, il peut être difficile d'identifier cette résonance, c'est-à-dire de savoir dans quel niveau atomique excité elle se produit. Il faut séparer les différentes radiations du spectre émis par les atomes avec des filtres optiques ou un monochromateur et déterminer sur quelle raie optique on observe la résonance magnétique ; même alors l'identification n'est pas certaine car il peut y avoir des effets de cascade (fig. 2) : la résonance magnétique qui se produit dans un niveau excité A entraîne une variation du taux de polarisation pour les raies optiques issues de ce niveau, d'où une variation des populations des sous-niveaux Zeeman d'un niveau tel que B alimenté par l'émission spontanée de A et de la polarisation des raies optiques issues du niveau B. On peut parfois terminer l'identification par la mesure du facteur de Landé g_J du niveau, et éventuellement des facteurs de Landé g_F des divers niveaux hyperfins pour les isotopes à spin nucléaire. En comparant les valeurs expérimentales de g_J, ou de g_F/g_J aux prévisions théoriques, on peut déterminer en particulier le nombre quantique J caractérisant le moment cinétique total du niveau qui subit la résonance magnétique. C'est ainsi que J.C. PEBAY PEYROULA (3) a pu identifier une résonance magnétique du niveau 6^3F_4 du mercure, observée par variation du taux de polarisation de la raie (6^3P_2 - 6^3D_3).

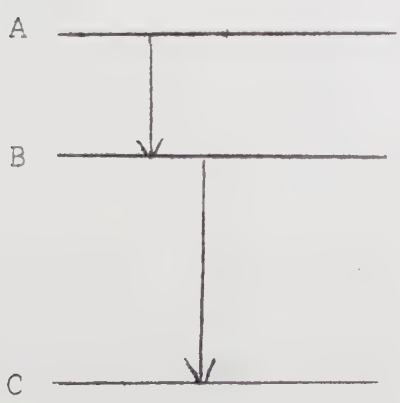


figure 2

Pour étudier des niveaux de faible durée de vie (de l'ordre de 10^{-8} s) il faut un champ magnétique oscillant d'amplitude très élevée ; il s'accompagne d'un champ électrique qui peut provoquer, en présence d'électrons et d'atomes excités, ionisés, ou métastables un régime de décharge instable. La méthode ne sera donc utilisable que pour des niveaux de durée de vie assez longue.

Les phénomènes liés à la résonance cyclotron des électrons, qui modifie leurs trajectoires et par conséquent le taux de polarisation des raies optiques dans le champ statique $\vec{H}_o$ ont été observés par J.C. PEBAY PEYROULA, qui a mis au point un modèle de cellule à bombardement électronique permettant d'éliminer presque complètement ces effets parasites (3).

La cellule à bombardement électronique où se trouvent les atomes à étudier doit nécessairement contenir des électrodes métalliques pour produire et accélérer les électrons. Lorsque les structures hyperfines des niveaux excités atteignent quelques milliers de MHz, il est pratiquement impossible d'obtenir dans une cavité résonnante contenant ces électrodes, un coefficient de surtension assez élevé et un champ magnétique oscillant d'amplitude suffisante pour effectuer la résonance magnétique : il est donc très difficile de déterminer directement des structures hyperfines de valeur élevée sur des niveaux excités par bombardement électronique. Malgré ces difficultés, cette méthode permet l'étude de nombreux niveaux excités. Elle a été utilisée notamment par J.C. PEBAY PEYROULA (3)

pour le mercure, B. DESCOMPS et J.P. DESCOUBES (8) pour l'hélium, A.D. MAY (9) pour le zinc, etc...

Dans le travail décrit ci-après, nous avons appliqué la méthode mise au point par J.C. PEBAY PEYROULA (3) aux niveaux de l'atome de cadmium et de l'ion cadmium Cd^+. Nous avons ainsi déterminé les facteurs de Landé, durées de vie et structures hyperfines de divers niveaux excités non métastables accessibles par ce procédé et étudié diverses propriétés du niveau métastable 5^3P_2. Les principaux résultats de ces mesures ont déjà été publiés (10).

PREMIERE PARTIE

ETUDE DE DIFFERENTS NIVEAUX EXCITES NON METASTABLES DU CADMIUM

I - DISPOSITIF EXPERIMENTAL.

Le dispositif expérimental utilisé pour l'étude des niveaux excités non métastables comprend :

- Une cellule contenant les électrodes destinées à produire et accélérer le jet d'électrons, et la vapeur de cadmium soumise au bombardement électronique ; cette cellule est portée à 200°C environ à l'aide d'un four chauffé électriquement.

- Une paire de bobines en position de Helmholtz créant le champ magnétique statique $\vec{H}_o$.

- Deux bancs d'optique perpendiculaires à $\vec{H}_o$ permettant de détecter la lumière émise par la cellule.

- Un émetteur piloté par quartz fournissant le champ de radiofréquence en alimentant un circuit accordé placé autour de la cellule. Nous décrirons successivement les différentes parties de ce dispositif.

1 - Tube à bombardement électronique.

a/ Description.

Nous avons employé des tubes scellés identiques aux tubes employés par J.C. PEBAY PEYROULA, qui a mis au point les techniques de fabrication du tube, de formation de la cathode et de remplissage du tube (3).

Le modèle de tube utilisé est représenté dans la figure 3. Le verre de l'ampoule est du verre molybdène d'assez faible épaisseur (1 mm environ) pratiquement assez transparent dans le proche ultra-violet pour que l'on puisse étudier le rayonnement émis jusqu'à 3 000 Å environ.

Les électrons sont produits par une cathode analogue à celles utilisées sur la lampe type 4 Y 100 (Mazda), chauffée par un ou plusieurs filaments de lampe type UL 41. Les électrons sont accélérés par une grille formée de fils de nickel tendus parallèlement sur un support de tantale et recueillis par une plaque. Le support de grille sert également d'écran optique, évitant que la lumière émise par la cathode et les filaments ne soit reçue par les photomultiplicateurs. La grille est portée au même potentiel que la plaque, l'espace d'observation entre grille et plaque étant équipotentiel.

Le courant de chauffage du filament crée dans la région des trajectoires électroniques un champ magnétique parasite inhomogène qui peut être assez intense (de l'ordre du gauss). On élimine les effets parasites de ce champ par un procédé décrit ci-dessous (§ 4).

b/ Remplissage du tube.

Le cadmium naturel utilisé pour les expériences ne nécessitant pas d'isotopes séparés est purifié par plusieurs distillations sous vide.

Pour les déterminations de structures hyperfines

nous avons utilisé l'isotope 113 Cd, fourni par OAK RIDGE, sous la forme d'oxyde CdO. Pour obtenir le métal pur, nous dissolvons l'oxyde dans une solution décinormale d'acide sulfurique (15 cm^3 de solution pour 50 mg d'oxyde) et procédons à une électrolyse de la solution de sulfate de cadmium obtenue avec des électrodes de platine. Le cadmium se dépose à la cathode ; on l'extrait par chauffage haute fréquence sous vide, et on le purifie par plusieurs distillations.

Le tube est rempli de cadmium par distillation sous vide poussé, après dégazage du verre et des parties métalliques (que l'on porte au rouge par chauffage HF) et formation de la cathode. On le sépare par scellement sous vide du groupe de pompage. Il contient également des "getters" au baryum que l'on "flashe" afin de maintenir un bon vide en cas de dégazage lent des parties métalliques sous vide statique.

c/ Alimentation des électrodes.

La grille et la plaque sont portées par rapport à la cathode au même potentiel positif, pouvant varier de 5 à 35 volts. La source de tension est une alimentation stabilisée à transistors. Le débit de la cathode dans les conditions normales de fonctionnement variait de 10 à 30 mA selon la température de la cathode et la tension d'accélération des électrons, pouvant dans certains cas atteindre 60 mA (expériences sur le niveau métastable 5^3P_2).

Le chauffage du filament se fait en courant alternatif redressé (voir ci-dessous § 4).

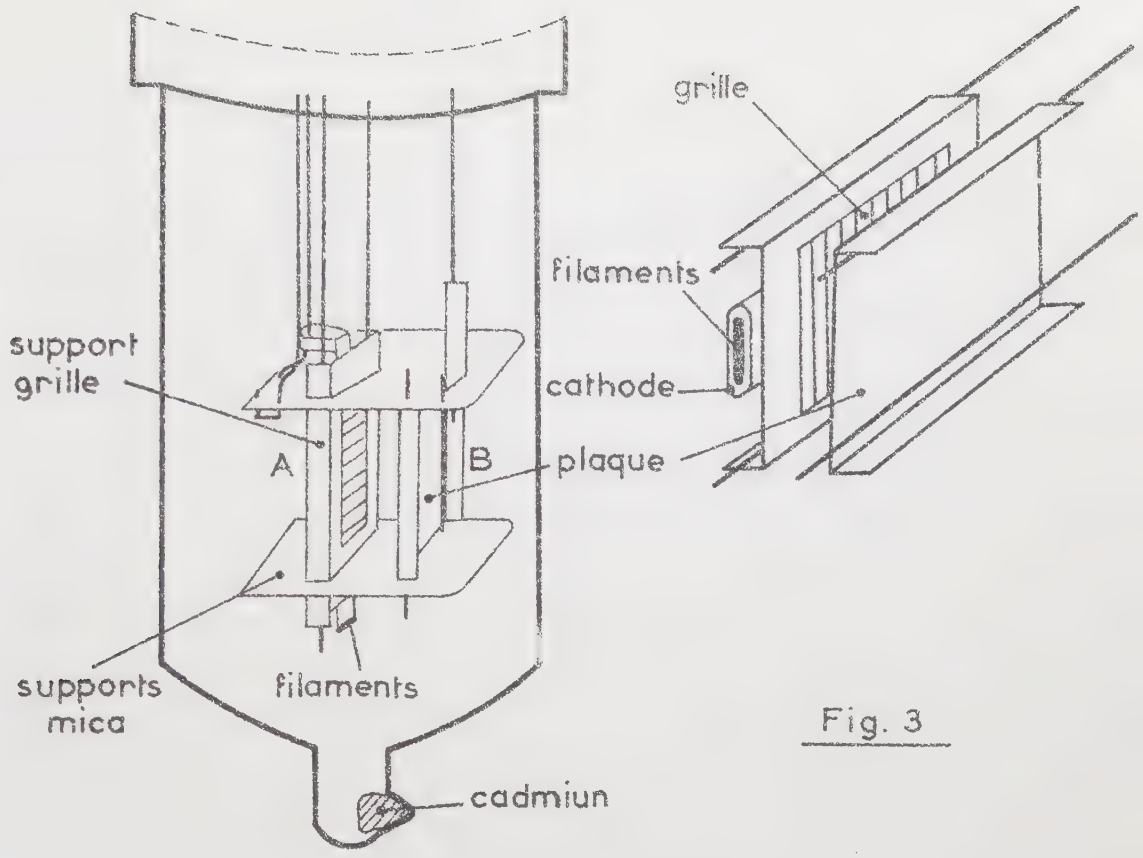

grille
filaments
support grille
cathode
A
B
plaque
supports mica
filaments
cadmiun

Fig. 3

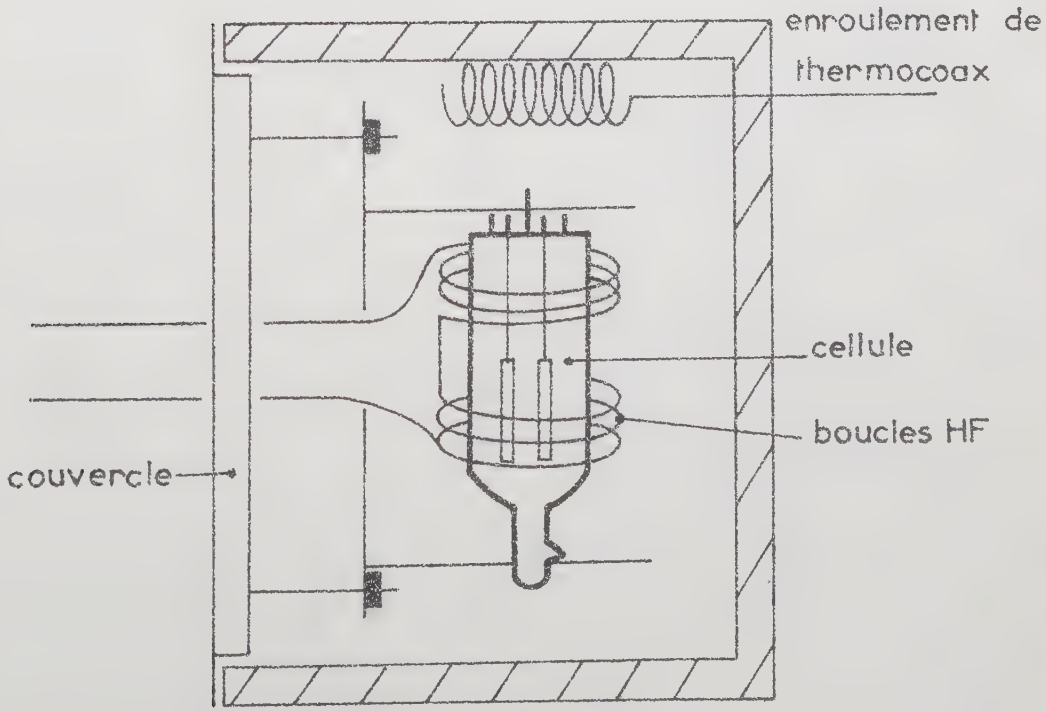

enroulement de thermocoax
cellule
boucles HF
couvercle

Fig. 4

2 - Chauffage de la cellule.

Pour avoir un nombre d'atomes de cadmium par cm^3 suffisant, on chauffe la cellule à une température voisine de 220°C à l'aide d'un four comportant une paroi externe en laiton, une paroi interne en cuivre, séparées par des panneaux de laine de verre de 4 cm d'épaisseur assurant l'isolement thermique. Le four est muni de deux fenêtres de 9 cm de diamètre en vis à vis pour l'observation de la lumière émise par la cellule (fig. 4). Il est chauffé électriquement par un enroulement de thermocoax Philips type 1 NC I 20. Le courant alternatif du secteur parcourt le conducteur interne et la gaine externe en sens inverses, si bien que le champ magnétique parasite à 50 périodes qu'il crée est très faible. Nous avons vérifié qu'il n'en résulte aucun élargissement appréciable du niveau 5^3P_1 dont la largeur naturelle n'est pourtant que de 70 KHz. Pour les résonances magnétiques très fines du niveau 5^3P_2, nous avons éliminé toute possibilité d'élargissement par ce champ parasite par le même procédé que pour le champ créé par le chauffage de la cathode (cf. ci-dessous § 4).

La température du four se stabilise d'elle même au bout de 3 à 4 heures de chauffage. Une puissance de l'ordre de 250 watts est nécessaire pour atteindre la température de régime de 220°C. L'enroulement de chauffage est placé dans la partie supérieure du four, le queusot de la cellule est vers le bas. Le queusot reste bien le point le plus froid du tube, car on observe que tout le cadmium y reste condensé.

Pour les expériences exigeant une mesure précise de la température du queusot, qui détermine la pression de vapeur du cadmium dans la cellule, nous avons utilisé un thermocouple BTE-CTE dont la soudure chaude est placée contre le queusot du tube, la soudure froide étant plongée dans la glace.

3 - Champ magnétique statique.

Il est créé par 2 bobines verticales en position de Helmholtz refroidies par eau, comportant chacune 812 spires et ayant une résistance de 12 Ω environ. Le champ magnétique produit est au maximum 100 gauss pour un courant magnétisant de 5 A environ. Le champ est horizontal, dirigé suivant le méridien magnétique et perpendiculaire à la grille et la plaque de la cellule, donc parallèle au jet d'électrons. Les mesures effectuées sur le niveau 5^3P_1 (cf § III- 2) et sur le niveau métastable 5^3P_2. (cf 2ème partie, § I 4b) ont montré que les inhomogénéités du champ magnétique dans la région utile de la cellule ne dépassaient pas 2 à 3 dix-millièmes en valeur relative. Elles ne deviennent gênantes pour les mesures de largeurs de raie que dans le cas du niveau 5^3P_2, dans l'étude duquel il convient d'éliminer leur effet. Le courant magnétisant est fourni par des alimentations stabilisées à transistors Fontaine 30 V - 5 A ou 100V- 10 A. L'amplitude de modulation du champ due au niveau résiduel de 50 ou 100 périodes dans la tension d'alimentation ne dépasse pas quelques cent-millièmes. L'effet d'élargissement dû à cette modulation sera donc largement inférieur aux erreurs de mesure dans le cas des niveaux étudiés dont la largeur naturelle est de l'ordre

de 0,1 à 1 gauss.

Le courant circulant dans les bobines est mesuré en valeur relative à l'aide d'un potentiomètre Leeds-Northrup type K3, par l'intermédiaire de la différence de potentiel créée par ce courant aux bornes d'une résistance (shunt d'ampèremètre) maintenue à la température de la glace fondante. La précision de la mesure du courant peut atteindre 10^{-4}.

Pour les études préliminaires (recherche des résonances et des conditions permettant de les observer au mieux), il est commode de pouvoir enregistrer la variation du signal optique en fonction du champ, ce qui est facilité par un balayage automatique du champ sensiblement proportionnel au temps. Pour cela, un rhéostat électronique à transistors dont le schéma est donné fig. 5 peut être inclus dans le circuit d'alimentation des bobines. Le champ magnétique est alors fonction sensiblement linéaire du potentiel au point A, qui est le point variable d'un potentiomètre Spirohm entraîné par un moteur synchrone.

Aux faibles champs magnétiques, il est nécessaire de compenser la composante verticale du champ terrestre ; on utilise à cet effet deux bobines horizontales, pouvant créer au centre du four un champ vertical égal et opposé à cette composante.

4 - Montage optique.

Il est représenté dans la figure 6.

Dans les deux directions d'observation, le faisceau lumineux provenant de la cellule à bombardement électronique passe à travers un polariseur (polaroïd HN 38

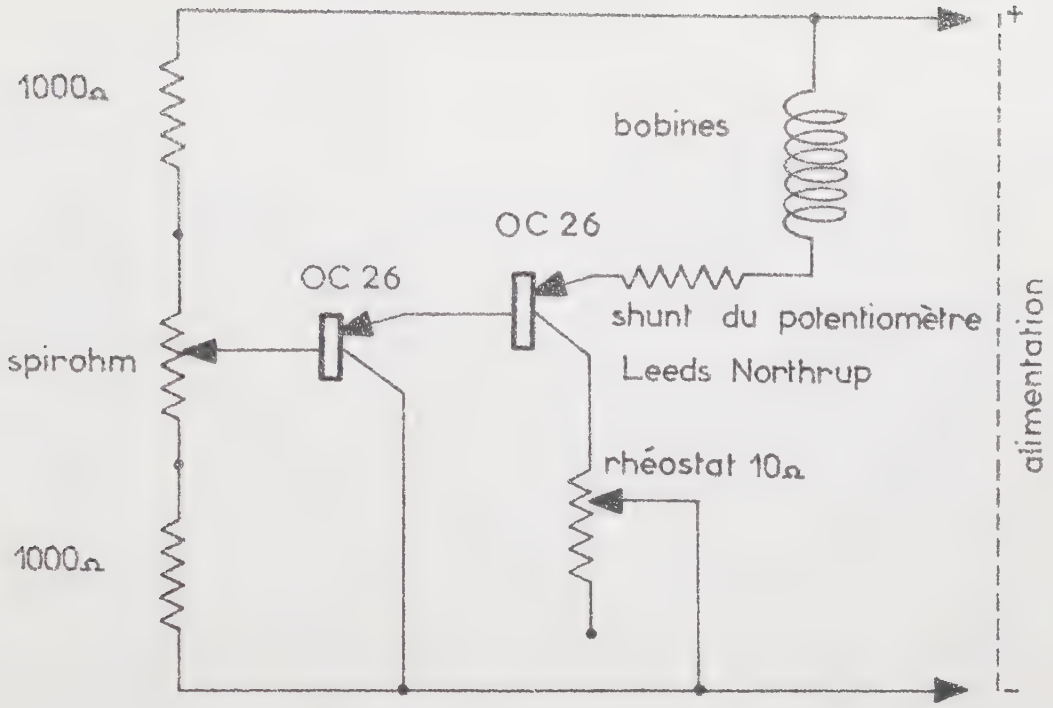

1000Ω
bobines
OC 26
OC 26
shunt du potentiomètre
Leeds Northrup
spirohm
rhéostat 10Ω
1000Ω
+
alimentation
-

Fig. 5

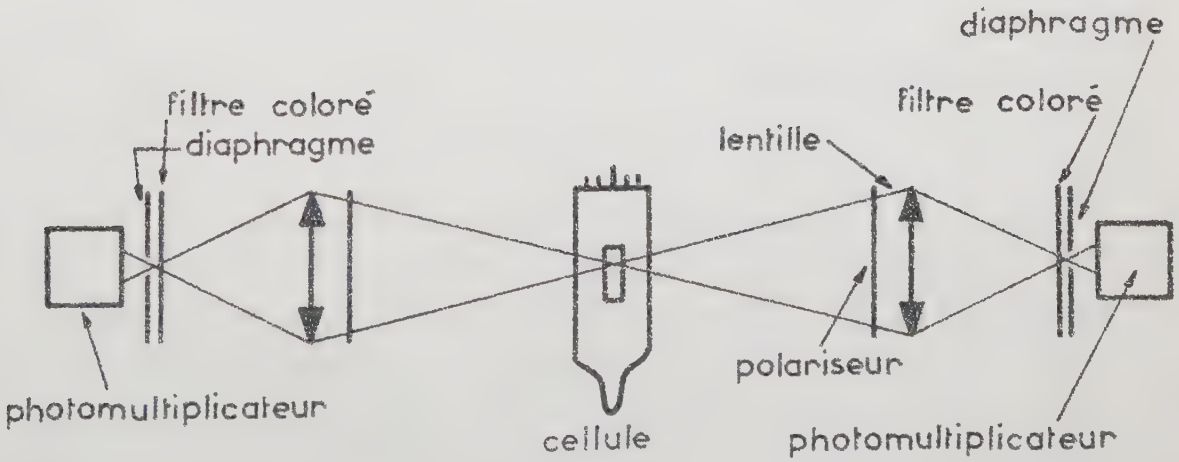

diaphragme
filtre coloré
diaphragme
filtre coloré
lentille
photomultiplicateur
cellule
polariseur
photomultiplicateur

Fig. 6

pour le visible ou polariseur Käsemann W 78 pour les radiations du proche ultra-violet), une lentille en quartz ou en verre, des filtres colorés (filtres Wratten ou Schott, ou solutions colorées) destinés à séparer les différentes radiations. On forme une image des électrodes de la cellule sur des diaphragmes pour éliminer la lumière parasite venant des filaments. Les photomultiplicateurs (du type 1P 28), placés derrière ces diaphragmes ne reçoivent ainsi que la lumière émise par les atomes de cadmium excités. Un des photomultiplicateurs reçoit le signal I_π de polarisation π (vecteur électrique parallèle à $\vec{H}_o$), l'autre le signal I_σ de polarisation σ (vecteur électrique perpendiculaire à $\vec{H}_o$). On oppose les signaux des deux photomultiplicateurs dans un pont de résistances et leur différence est mesurée par un galvanomètre mural AOIP type GM 49 de période 15 s, et de sensibilité 3×10^{-11} A/mm à 1 m. Cette méthode permet de compenser les fluctuations de la source qui donnent des variations de même sens de I_π et I_σ et d'augmenter le signal de résonance magnétique, puisqu'à la résonance I_π et I_σ varient en sens inverse l'un de l'autre.

Les photomultiplicateurs sont alimentés par un dispositif destiné à éliminer tout effet sur les mesures des champs magnétiques parasites inhomogènes et alternatifs créés par les courants de chauffage des filaments de la cellule et du four, qui pourraient élargir les raies de résonance magnétique. Dans le cas du niveau 5^3P_1 du cadmium de durée de vie $2,45 \times 10^{-6}$ s,

le champ dû au courant de chauffage du filament double approximativement la largeur des raies de résonance magnétique bien que le chauffage de la cathode, assuré par plusieurs filaments montés en série n'ait nécessité qu'un courant de l'ordre de 0,3 A. Aucune mesure n'aurait été possible sans éliminer les effets de ce champ avec la cellule à Cd^{113}, ne comportant qu'un filament chauffé par un courant de 3 A environ.

Pour éliminer cet effet, nous avons opéré comme suit :

Les filaments de la cellule sont alimentés en courant alternatif 50 Hz en série avec une diode au silicium. Le courant de chauffage est ainsi redressé à une seule alternance et le champ magnétique parasite existe donc pendant une seule demi-période du secteur, mais l'inertie thermique des filaments et de la cathode est suffisante pour que la température de celle-ci et le débit électronique restent fixes pendant la demi alternance suivante. D'autre part, on alimente les photomultiplicateurs par une source de haute tension hachée en ondes carrées à la fréquence du secteur. On dispose à cet effet en série avec la chaîne des dynodes des photomultiplicateurs, une lampe ballast dont la grille est pilotée par les ondes carrées fournies par une bascule de Schmitt (fig. 7). Celle-ci est attaquée elle-même directement par le secteur, au moyen d'une Selsyn qui permet de régler la phase des ondes carrées par rapport à la phase des sinusoïdes redressées qui alimentent les filaments. On règle la phase de la Selsyn

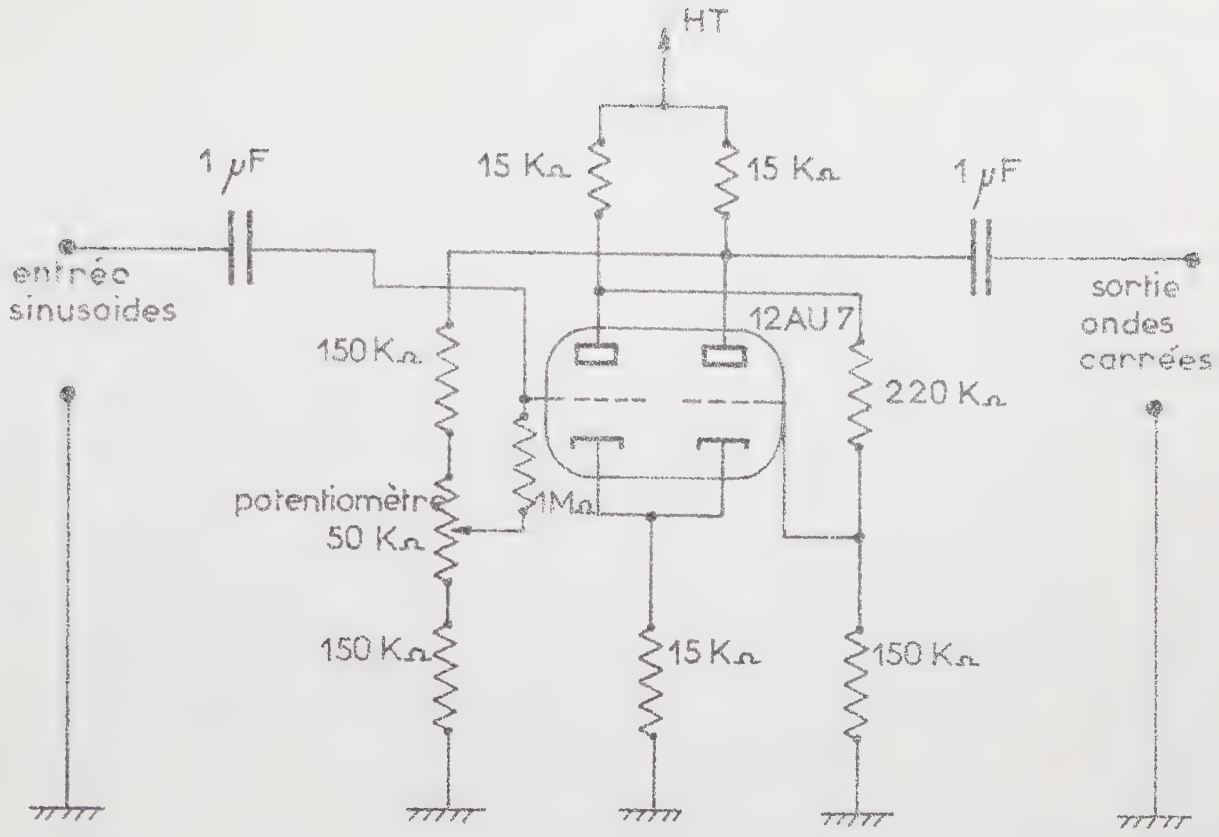


Fig. 7

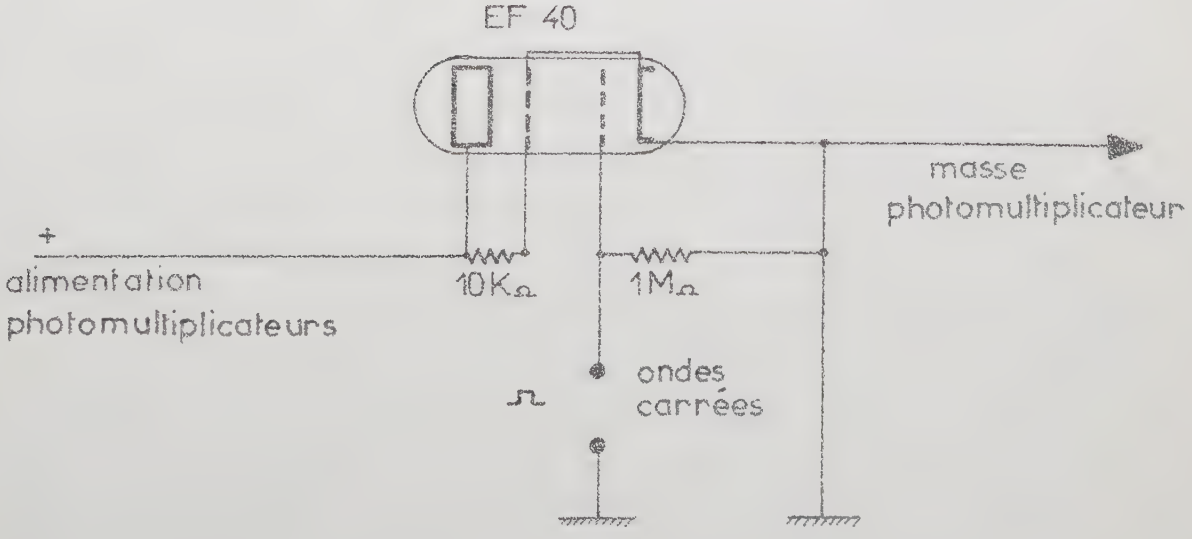


Fig. 7 bis

pour que les photomultiplicateurs ne soient alimentés que pendant les demi-périodes où le champ magnétique parasite dû au filament n'existe pas.

En alimentant le chauffage du four en alternatif redressé à une alternance, dans les expériences sur le niveau métastable 5^3P_2 qui donne des résonances magnétiques très fines, nous avons vérifié en changeant de $\pi/3$ la phase du courant de chauffage passant dans le Thermocoax qu'il créait un champ magnétique trop faible pour élargir ou même déplacer d'une manière appréciable les résonances magnétiques de ce niveau, pourtant très fines (de l'ordre de 20 kHz).

5 - Champ de haute fréquence.

La cellule doit être placée dans un champ oscillant de haute fréquence $\vec{H}_1$ destiné à induire des transitions entre les sous-niveaux Zeeman ou hyperfins $\vec{H}_1$ est perpendiculaire au champ statique $\vec{H}_o$. Nous avons opéré à des fréquences de 5,5875 MHz ; 28,35 MHz ; 50 MHz et 106,3998 MHz, et pour les mesures de structures hyperfines,à différentes fréquences comprises entre 100 et 140 MHz ; les fréquences 5,5875 MHz, 28,35 MHz et 50 MHz sont obtenues à l'aide d'un oscillateur à quartz donnant une faible puissance, pilotant un amplificateur de puissance Millen type 90811 qui peut fournir jusqu'à 60 watts à ces fréquences. Pour les fréquences de 100 à 140 MHz on utilise un émetteur de surplus militaires type SCR 522, comportant un oscillateur à quartz suivi d'une chaîne multiplicatrice de fréquence, pouvant fournir environ 10 watts.

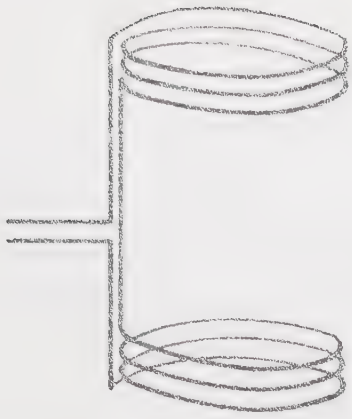


Fig 8

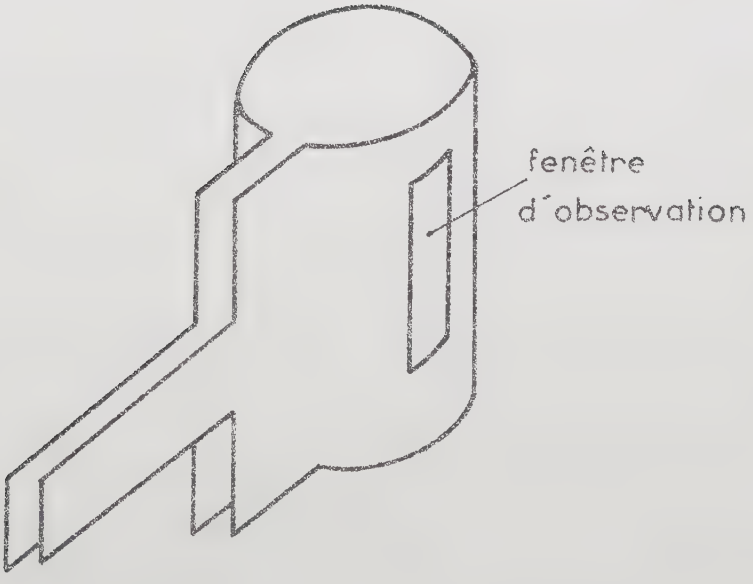


Fig 9

On le fait suivre, si nécessaire, de l'amplificateur Millen type 90811. La sortie de l'amplificateur est couplée au circuit d'utilisation par l'intermédiaire d'un cable coaxial et d'un transformateur à primaire et secondaire accordés.

Pour les fréquences les plus basses, le circuit intérieur au four est constitué par des boucles de fil de cuivre enroulées autour de la cellule (fig. 8). Pour les fréquences voisines de 100 MHz et dans certaines expériences aux fréquences de 28,35 et 50 MHz, le circuit est constitué par un tube cylindrique, percé de 2 fenêtres pour l'observation, dans lequel on place la cellule (fig. 9).

Dans les 2 cas on accorde le circuit de manière à annuler la puissance réfléchie vers l'émetteur, en utilisant un wattmètre directionnel Bird type Thruline 63. Le champ oscillant $\vec{H}_1$ est mesuré en valeur relative par un voltmètre électronique Métrix type 744 branché à la sortie de l'émetteur.

II - IDENTIFICATION ET ETUDE QUALITATIVE DES RESONANCES.

1 - Principe de l'identification.

L'identification du niveau atomique dans lequel se produit une résonance magnétique est possible grâce à plusieurs critères.

a/ Si la tension d'accélération des électrons pour laquelle on observe cette résonance avec une intensité optima est inférieure au seuil d'ionisation du cadmium (environ 13 v.), il s'agira sans doute d'un niveau excité de l'atome, (on pourrait observer des atomes ionisés pour un potentiel inférieur au potentiel d'ionisation par excitation par échelons à partir de niveaux métastables, mais le nombre d'atomes ainsi excités est certainement très faible). Si elle est nettement supérieure au seuil d'ionisation, il pourra s'agir d'un niveau excité de l'ion cadmium Cd^+.

b/ On pourra comparer le facteur de Landé correspondant à la résonance observée avec le facteur de Landé théorique en couplage $(\vec{L}.\vec{S}.)$ des différents niveaux. On sait en effet que dans le cas du cadmium le couplage entre les moments cinétiques $\vec{L}$ et $\vec{S}$ est très voisin du couplage $(\vec{L}.\vec{S}.)$ pur.

c/ On déterminera approximativement à l'aide de filtres optiques la longueur d'onde de la radiation optique sur laquelle on observe la résonance.

2 - Choix des filtres optiques.

Pour isoler les différentes radiations au spectre du cadmium nous utilisions des filtres Wratten

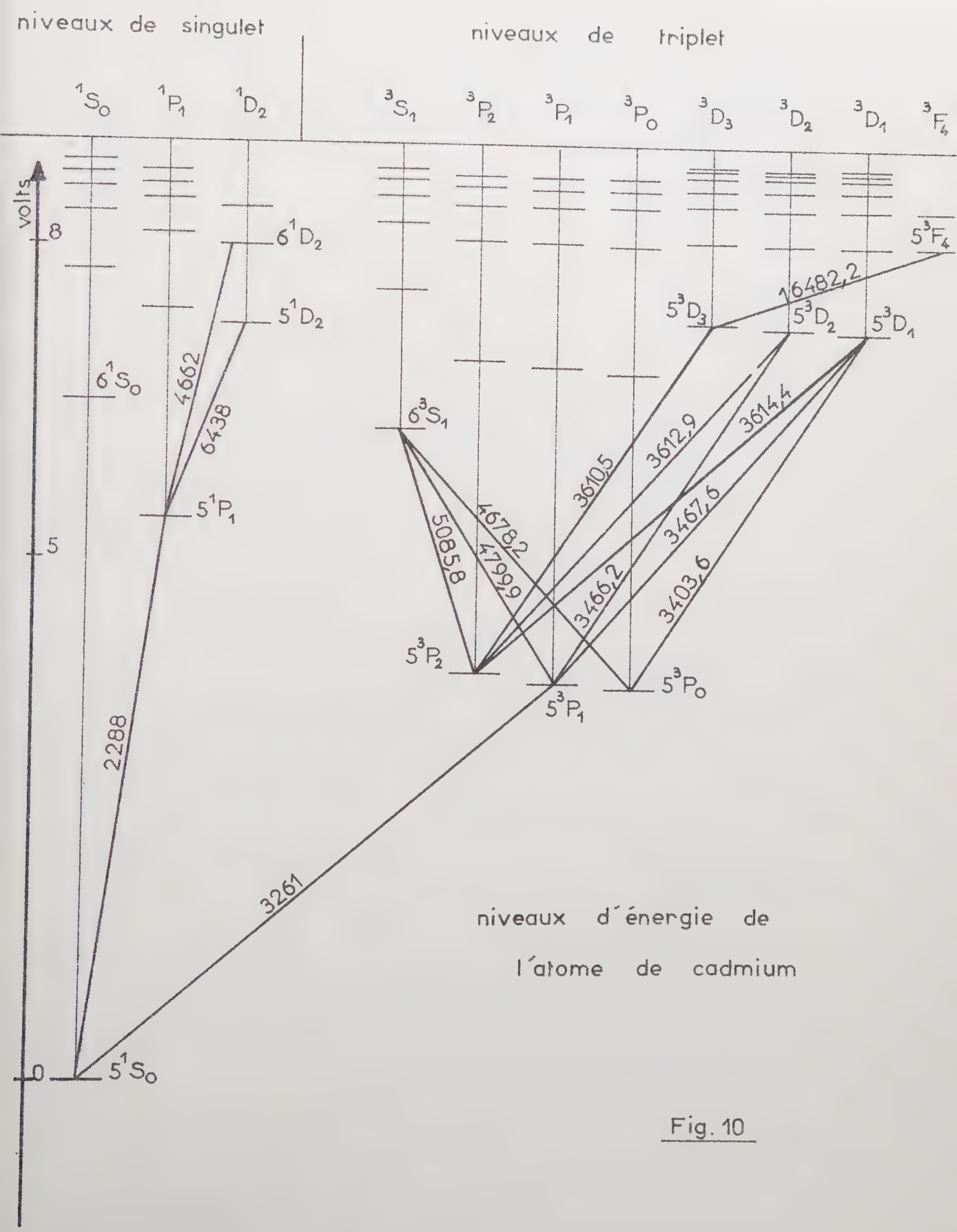
Kodak et Schott, et certaines solutions de sels minéraux, placés devant les photomultiplicateurs. Les coefficients de transmission de ces filtres en fonction de la longueur d'onde ont été vérifiés à l'aide d'un spectrophotomètre. Il serait plus simple et plus précis d'utiliser un monochromateur à prisme ou à réseau mais ces appareils ont l'inconvénient de réduire considérablement le flux lumineux arrivant au photomultiplicateur. Nous avons par ailleurs étudié à l'aide d'un monochromateur à réseau le spectre optique émis par la cellule et vérifié que les seules raies émises de façon intense étaient celles indiquées sur les figures 10 et 11 qui comprennent les principaux niveaux excités de l'atome de cadmium et de l'ion Cd^+.

3 - Tension d'accélération optimum des électrons.

On enregistre chaque résonance à l'aide du rhéostat à transistors, à puissance de radiofréquence constante et pour des valeurs différentes de la tension d'accélération des électrons, En maintenant le débit électronique constant par variation du courant de chauffage des filaments. On détermine ainsi une valeur approchée du facteur de Landé ainsi que la valeur de la tension d'accélération pour laquelle le rapport signal sur bruit sera le plus favorable.

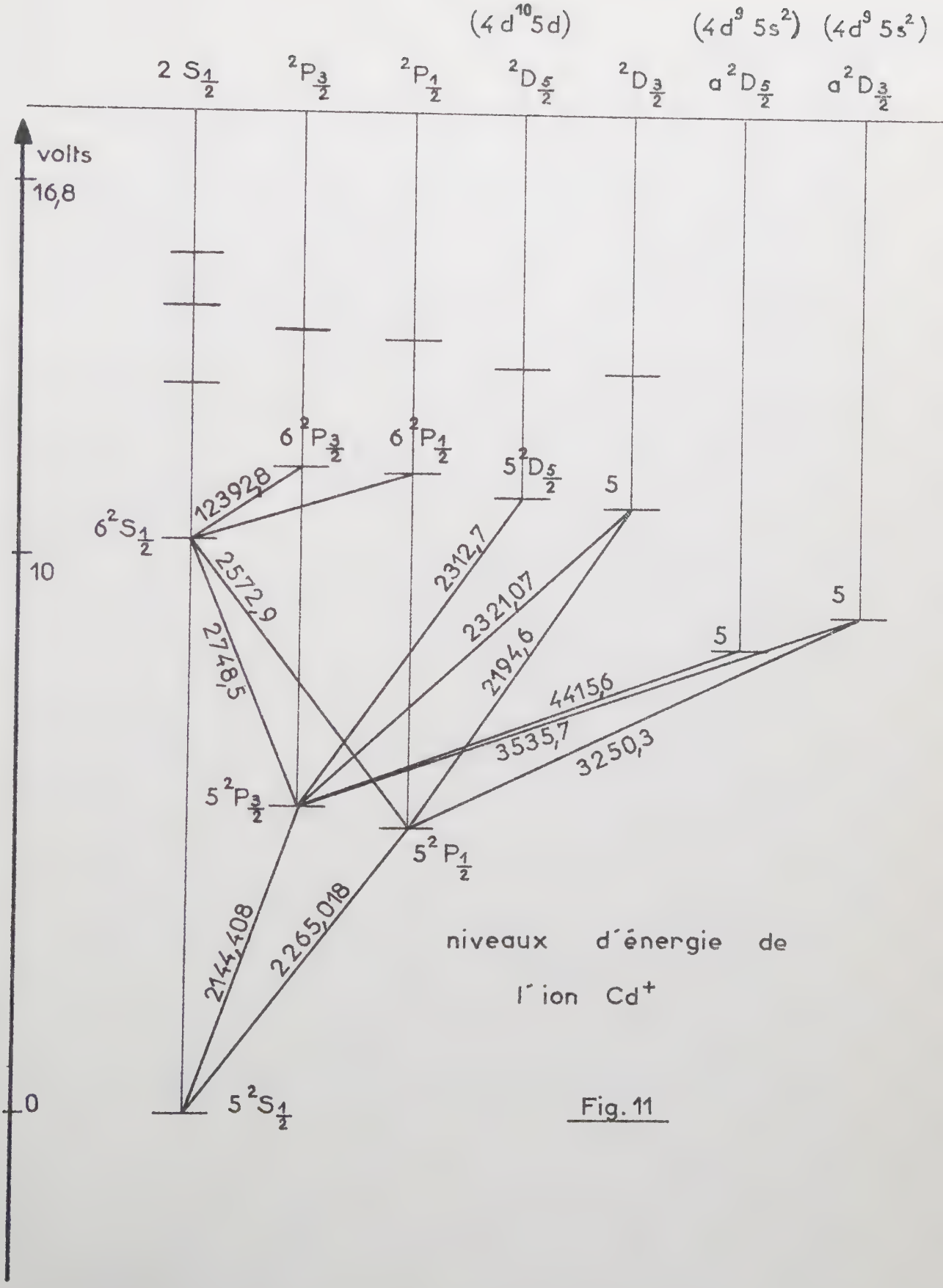
4 - Différentes résonances observées.

Nous avons observé 4 résonances pouvant être attribuées à des niveaux excités de l'atome cadmium, et 2 résonances pouvant être attribuées à des niveaux



niveaux d'énergie de l'atome de cadmium

Fig. 10



niveaux d'énergie de l'ion Cd^+

Fig. 11

de l'ion cadmium Cd^+

a/ Niveau 5^3P_1 - La résonance magnétiquede ce niveau s'observe sur la raie de résonance 3261 Å (5^1S_o - 5^3P_1) isolée avec un filtre Schott UG 5. Sa durée de vie (τ_o =2,4 x 10^{-6}s) et son facteur de Landé (g = 1,49985) ont déjà été mesurés (11, 12, 13, 14) Nous observions cette résonance avec un signal sur bruit excellent (environ 100) pour une tension d'accélération des électrons de l'ordre de 9v. C'est par comparaison avec la position de cette résonance que nous avons déterminé les facteurs de Landé des autres niveaux étudiés.

b) Niveaux 5^1D_2 et 6^1D_2. Le facteur de Landé théorique de ces niveaux est 1 en couplage ($\vec{L}.\vec{S}$.) pur et les deux résonances apparaissent respectivement sur les raies 6438 Å (5^1P_1 - 5^1D_2) isolée à l'aide du filtre Wratten N° = 26, et 4662 Å (5^1P_1 - 6^1D_2) isolée à l'aide de la superposition des deux filtres Wratten N° 3 et N° 47. Le voltage accélérateur optimum, est environ 15v , à peu près le même pour ces deux niveaux. Le rapport signal sur bruit est excellent pour le niveau 6^1D_2, de l'ordre de 20 pour le niveau 5^1D_2 ; en effet nous ne pouvions sans risque de décharge dans la cellule utiliser une puissance de radiofréquence suffisante pour saturer la résonance magnétique de ce niveau, de durée de vie assez courte (environ 6 x 10^{-8}s). En outre la sensibilité des photomultiplicateurs est faible dans le rouge. On pourrait espérer voir les

résonances des niveaux n^1D_2 de n supérieur mais l'étude avec un monochromateur à réseau du spectre émis par la cellule montre qu'elle n'émet qu'avec une intensité très faible les raies optiques issues de ces niveaux. Aucun signal de résonance magnétique relatif à ces niveaux n'a pu être observé.

c/ Niveau 5^3F_4. Lorsqu'on isole dans le spectre émis par la cellule les raies 3610 Å - 3612 Å - 3614 Å ($5^3P_2 - 5^3D_3$, $5^3P_2 - 5^3D_2$, et $5^3P_2 - 5^3D_1$) à l'aide de la combinaison des 2 filtres Schott UG 5 et WG 1, on détecte une résonance correspondant à un facteur de Landé g = 1,25 alors que les niveaux $^3D_3$, $^3D_2$, et $^3D_1$ ont des facteurs de Landé différents. Par analogie avec le cas du mercure (PEBAY-PEYROULA (3)) nous avons été amenés à penser qu'il s'agit d'une résonance magnétique se produisant dans le niveau 5^3F_4. Les atomes excités qui se trouvent dans ce niveau en retombent par la transition infrarouge $5^3D_3 - 5^3F_4$ (λ = 16 482 Å) ; toute variation de la répartition de population des sous-niveaux Zeeman du niveau 5^3F_4 se traduira par une variation de population dans le niveau 5^3P_3, donc par une modification de la polarisation de la raie $5^3D_3 - 5^3P_2$. La tension accélératrice optimum des électrons pour l'observation de cette résonance est de 14v environ, le rapport signal sur bruit de l'ordre de 10.

d/ Niveaux de l'ion cadmium.

Pour des tensions d'accélération des électrons nettement plus élevées (de l'ordre de 26 à 30v) nous avons observé 2 résonances sur des raies issues des niveaux ($4d^9$, $5s^2$) (a $^2D_{5/2}$) et ($4d^9$, $5s^2$) (a $^2D_{3/2}$) de l'ion Cd^+. La résonance du niveau $^2D_{5/2}$ s'observe sans difficulté sur la raie 4416 Å ($5^2P_{3/2}$, $a^2D_{5/2}$) qui est très intense. Elle apparaît dès que la tension accélératrice dépasse le seuil d'ionisation. La raie 4416 Å est isolée à l'aide des filtres Wratten Kodak n° 1 et 34 A.

Pour la résonance du niveau $^2D_{3/2}$ le problème est plus complexe. De ce niveau partent les raies (3 500 Å) ($5^2P_{3/2}$ - $a^2D_{3/2}$) et (3250 Å) ($5^2P_{1/2}$ - $a^2D_{3/2}$) Or à la résonance magnétique, les taux de polarisation de ces 2 raies varient en sens inverse l'un de l'autre. L'observation de l'ensemble de ces 2 raies ne donne donc qu'un signal très faible. Il est difficile de trouver des filtres optiques coupant les raies 3610, 3612 et 3613 Å, très intenses, sans couper également la raie 3500 Å. Nous avons donc choisi d'observer la résonance sur la raie 3250 Å seule, en utilisant un filtre UG 5 et une solution de sulfate de cobalt et sulfate de nickel en proportions convenables (14) qui coupe toutes les radiations de longueur d'onde supérieure à 3500 Å et inférieure à 5500 Å. Dans ces conditions, bien qu'on soit gêné par un signal optique parasite très grand venant de la raie 3261 Å

(5^1S_o - 5^3P_1) l'observation est possible avec un rapport signal sur bruit de l'ordre de 5 à 10. Nous avons essayé d'éliminer partiellement la raie de résonance à 3261 Å, très intense, en plaçant devant les photomultiplicateurs des cuves d'absorption cylindriques en quartz remplies de cadmium et chauffées dans de petits fours, qui absorbent la raie de résonance 3261 Å (5^1S_o - 5^3P_1). Mais pour perdre le moins possible de lumière nous devions placer les fours contenant ces cuves à absorption tout près des photomultiplicateurs. Les fours (portés à 300°C environ pour avoir une absorption notable) chauffaient les photomultiplicateurs par rayonnement. Il en résultait un bruit du courant photoélectrique qui rendait la résonance magnétique du niveau $^2D_{3/2}$ inobservable.

5 - Tableau résumé.

Le tableau I résume, les conditions d'observation optima de la résonance magnétique pour chaque niveau.

Niveau	raie	g théorique	voltage accélérateur optimum	filtres	signal/bruit
5^3P_1	3261 Å	1,5	9 v	U.G. 5	excellent
5^1D_2	4662 Å	1	16 v	Wratten (n°3) + n° 47)	excellent
6^1D_2	6438 Å	1	16 v	Wratten n° 26	20
5^3F_4	3610 Å	1,25	14 v	WG 1 + UG 5	10
$a^2D_{5/2}$	4412 Å	1,2	26 v	Wratten n° 1 + 34 A	excellent
$a^2D_{3/2}$	3250 Å	0,8	32 v	solution $CoSO_4$, $NiSO_4$ + UG 5	10

TABLEAU I

III - MESURE DES DUREES DE VIE.

1 - Méthode de mesure.

J.C. PEBAY-PEYROULA a étudié en détail (3) la forme d'une raie de résonance magnétique dans le cas d'un niveau quelconque excité par bombardement électronique. Nous rappellerons brièvement ses résultats.

Le signal de résonance magnétique, combinaison linéaire des variations ΔI_π et ΔI_σ à la résonance des quantités I_π et I_σ, peut se mettre, pour les isotopes pairs sans spin nucléaire sous la forme :

$$S = \sum_n K_n \int_o^\infty (\sin \alpha)^{2n} e^{-\frac{t}{\tau}} dt \qquad (1)$$

I_π et I_σ sont les flux lumineux émis par la cellule (pour la raie issue du niveau étudié) avec des vecteurs électriques respectivement parallèle et perpendiculaire au champ magnétique statique $\vec{H}_o$.

τ est la durée de vie du niveau

$(\sin^2\alpha) = P\left(\frac{1}{2}, \frac{1}{2}, -\frac{1}{2}, t\right)$ est la probabilité qu'un spin $\frac{1}{2}$ soit à l'instant t dans l'état $m = \frac{1}{2}$, sachant qu'il était à l'instant 0 dans l'état $m = -\frac{1}{2}$ donnée par l'expression (16).

$$P\left(\frac{1}{2}, \frac{1}{2}, -\frac{1}{2}, t\right) = \frac{(\gamma H_1)^2}{(\gamma H_1)^2 + (\omega-\omega_o)^2} \sin^2 \frac{t}{2} \sqrt{(\gamma H_1)^2+(\omega-\omega_o)^2}$$

avec : H_1 = intensité du champ de radiofréquence

ω = pulsation du champ de radiofréquence

ω_o = pulsation de Larmor au champ H_o

γ = rapport gyromagnétique du niveau.

Les K_n sont des coefficients dépendant des populations N_m des sous-niveaux Zeeman créées par le bombardement électronique et des probabilités de transition des composantes Zeeman de la raie optique issue du niveau considéré. On ne dispose en général pas d'un nombre suffisant de renseignements expérimentaux pour connaître les N_m. En effet on sait seulement par raison de symétrie que $N_m = N_{-m}$, et la seule donnée expérimentale que l'on peut obtenir est le taux de polarisation des raies optiques issues du niveau étudié. D'autre part, la présence du champ de radiofréquence $\vec{H}_1$ modifie les trajectoires des électrons et par suite les N_m, même en l'absence de résonance magnétique, d'une manière qui dépend des grandeurs de $\vec{H}_o$, $\vec{H}_1$, et de la fréquence $\frac{\omega}{2\pi}$ de rotation de $\vec{H}_1$. La résonance magnétique apparaît ainsi en général comme un accident superposé à une variation lente du signal optique en fonction de $\vec{H}_o$ pour $\vec{H}_1$ et ω fixés.

Expérimentalement on constate que pour toutes les raies étudiées sauf la raie de résonance 3261 Å (5^1S_o - 5^3P_1) le signal de résonance magnétique se traduit par une diminution de I_π et une augmentation de I_σ à la résonance. En général en effet, dans un niveau de nombre quantique J supérieur ou égal à 2

le bombardement électronique peuple de préférence les sous-niveaux m = 0 et m = $\pm$ 1, qui émettent une lumière appréciablement polarisée en π. A la résonance magnétique, ces sous-niveaux sont dépeuplés au profit des sous-niveaux extrêmes m = $\pm$ 2, I_σ augmente tandis que I_π diminue.

Pour la raie de résonance ($5^1S_o - 5^3P_1$) la résonance magnétique se traduit par une augmentation de I_π et une diminution de I_σ, ce qui indique que les sous-niveaux m = $\pm$ 1 du niveau 5^3P_1 sont peuplés préférentiellement par rapport au sous-niveau m = 0.

Puisqu'on ne peut connaître les N_m, une étude théorique détaillée de la forme des raies est impraticable et on ne peut comparer avec précision une forme théorique avec les résultats expérimentaux. Mais l'expérience montre qu'en portant le carré de la largeur à mi-hauteur des raies de résonance magnétique en fonction du carré de l'amplitude H_1 du champ oscillant on obtient une droite. Or la forme de raie donnée par l'expression (1) se réduit lorsque H_1 est très petit, à

$$S = A \frac{(\gamma H_1)^2}{(\frac{1}{\tau})^2 + (\omega - \omega_o)^2}, \text{ où A est une constante.}$$

Si on porte $\Delta\omega^2$, carré de la largeur à mi-hauteur des courbes de résonance, en fonction de H_1^2, on trouve une droite, dont l'extrapolation à champ de radiofréquence nul donne la demi-largeur limite $\frac{2}{\tau}$

et par conséquent la durée de vie du niveau. En pratique on porte ΔH^2 carré de la largeur en gauss $\Delta H = \gamma \Delta\omega$.

2 - Influence des inhomogénéités de champ.

Si dans le volume d'observation le champ statique $\vec{H}_o$ n'est pas parfaitement uniforme, il en résulte un élargissement des raies de résonance magnétique. En effet, à fréquence fixe du champ $\vec{H}_1$ la résonance magnétique se produit dans les diverses régions de la cellule pour des valeurs différentes du courant magnétisant. Soit ν la fréquence du champ de radiofréquence, $\Delta\nu$ et ΔH_o les élargissements en fréquence et en champ de la raie supposée infiniment fine en l'absence d'inhomogénéités. ΔH_o est proportionnel à l'inhomogénéité du champ et on a :

$$\frac{\Delta\nu}{\nu} = \frac{\Delta H_o}{H_o}, \text{ soit } \Delta\nu = \frac{\nu \Delta H_o}{H_o}$$

Pour une raie de largeur naturelle $\Delta\nu_N$ non nulle, la largeur naturelle $\Delta\nu_N$ et la largeur d'inhomogénéité $\Delta\nu_{inh}$ ne s'ajoutent pas simplement. On peut toutefois montrer que, si $\Delta\nu_{inh} << \Delta\nu_N$, l'effet des inhomogénéités du champ H_o sur la largeur effective de la raie est du second ordre en $\frac{\Delta\nu_{inh}}{\Delta\nu_N}$.

$\frac{\Delta H_o}{H_o}$ est indépendant de H_o, donc l'élargissement $\Delta\nu_{inh}$ est d'autant plus grand que la fréquence du champ de radiofréquence est plus grande.

Expérimentalement, nous avons fait des mesures de durées de vie aux fréquences 6 MHz, 28,35 MHz, 50 MHz et 106, 3998 MHz. Nous avons constaté que pour ces différentes fréquences, dans les limites des erreurs de mesure, la durée de vie mesurée pour le niveau 5^3P_1 était la même soit $2{,}25 \times 10^{-6}$s. Ce résultat est en bon accord avec ceux de BUTAUX (11) et NOVICK (12) en tenant compte du fait que le volume disponible pour les atomes de cadmium dans le cas présent est limité par les électrodes de la cellule, ce qui raccourcit par collisions contre les parois la durée de vie naturelle du niveau. Il en résulte que $\frac{\Delta\nu_{inh}}{\Delta\nu_N}$ est sûrement inférieur aux erreurs de mesure aux diverses fréquences utilisées quand la durée de vie est plus courte que 2×10^{-6}s, la largeur $\Delta\nu_N$ étant alors plus grande que celle du niveau 5^3P_1. Donc pour les niveaux étudiés, tous de durée de vie inférieure à $2.\ 10^{-6}$s, les effets dûs à une inhomogénéité du champ statique dans le volume de la cellule sur la largeur des raies de résonance magnétique sont négligeables. Nous verrons (2ème partie par. IV) qu'il n'en est pas de même dans le cas de la durée de cohérence des atomes métastables 5^3P_2, qui peut être 5 à 6 fois plus longue que la durée de vie du niveau 5^3P_1.

Pour chacun des niveaux étudiés nous avons fait plusieurs mesures aux fréquences 28,35 MHz et 50 MHz. Toutefois pour le niveau 5^1D_2 (raie 6438 Å), qui a une durée de vie de l'ordre de 6×10^{-8}s, nous n'avons opéré qu'à 106,3998 MHz. Aux fréquences plus basses, les raies de résonance magnétique dues aux isotopes impairs présents dans le cadmium naturel utilisé recouvrent partiellement celle des isotopes pairs, empêchant toute mesure précise de largeur.

3 - Les résultats obtenus sont groupés dans le tableau suivant :

RESULTATS POUR LES DUREES DE VIE τ DES NIVEAUX ETUDIES

Niveau	raie sur laquelle on détecte la résonance	Mesures à 28,35 MHz τ en secondes	Mesures à 50 MHz τ en secondes	Mesures à 106,3998 MHz τ en secondes
5^1D_2	6438 Å			$(6,8 \pm 0,4)10^{-8}$
6^1D_2	4662 Å	$(8,10 \pm 0,35)10^{-8}$	$(7,9 \pm 0,5)10^{-8}$	
5^3F_4	3610 Å	$(5,04 \pm 0,12)10^{-7}$	$(5,40 \pm 0,25)10^{-7}$	
Niveau de l'ion Cd^+				
$4d^9 5s^2$ $a^2D_{5/2}$	4416 Å		$(7,83 \pm 0,11)10^{-7}$	
$4d^9 5s^2$ $a^2D_{3/2}$	3250 Å	$(2,7 \pm 0,9)10^{-7}$	$(2,6 \pm 0,2)10^{-7}$	

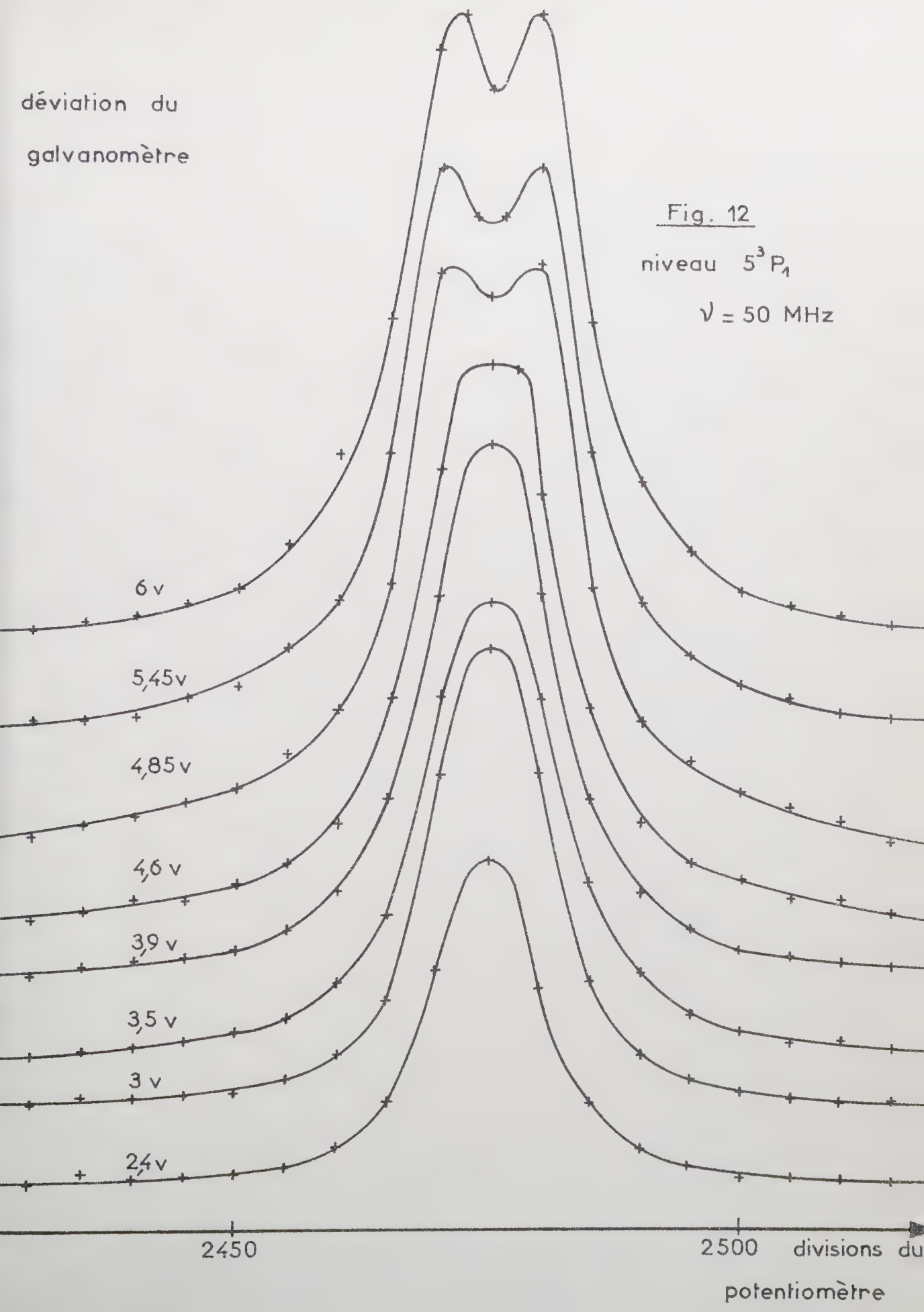
TABLEAU II

Les figures 12, 13, 14, 15, 16 et 17 montrent un réseau de courbes de résonance magnétique correspondant à une même fréquence $\frac{\omega}{2\pi}$ et à des grandeurs diverses du champ $\vec{H}_1$ pour chacun des niveaux étudiés. (1)

Nos résultats sont en désaccord avec ceux de E. GENEUX et B. WANDERS VINCENZ (17). L'origine de ce désaccord nous semble la suivante :

Dans les expériences de double résonance avec excitation optique les courbes de résonance magnétique sont usuellement des courbes de MAJORANA-BROSSEL et la courbe donnant $\frac{H_1^2}{A}$, rapport du carré du champ de radiofréquence à l'amplitude à résonance, en fonction de H_1^2, est une droite, la mesure de la pente et de l'ordonnée à l'origine de cette droite, associée à la détermination de la largeur d'une seule courbe permet de déterminer la durée de vie du niveau étudié. E. GENEUX et B. WANDERS VINCENZ admettent qu'il en est de même dans le cas des expériences utilisant le bombardement électronique et mesurent les durées de vie par ce procédé. Cette méthode nous semble peu sûre, car le champ de radiofréquence perturbe le jet électronique même en l'absence de toute résonance magnétique, et les amplitudes à résonance ne dépendent pas d'une manière simple de la grandeur du champ de radiofréquence (il arrive même qu'elles décroissent lorsque ce champ croît).

(1) H_1 est donné en valeur relative par l'indication du voltmètre électronique placé aux bornes du circuit de haute fréquence.


déviation du
galvanomètre
Fig. 12
niveau 5^3P_1
ν = 50 MHz
6 v
5,45v
4,85 v
4,6 v
3,9 v
3,5 v
3 v
2,4 v
2450
2500
divisions du
potentiomètre

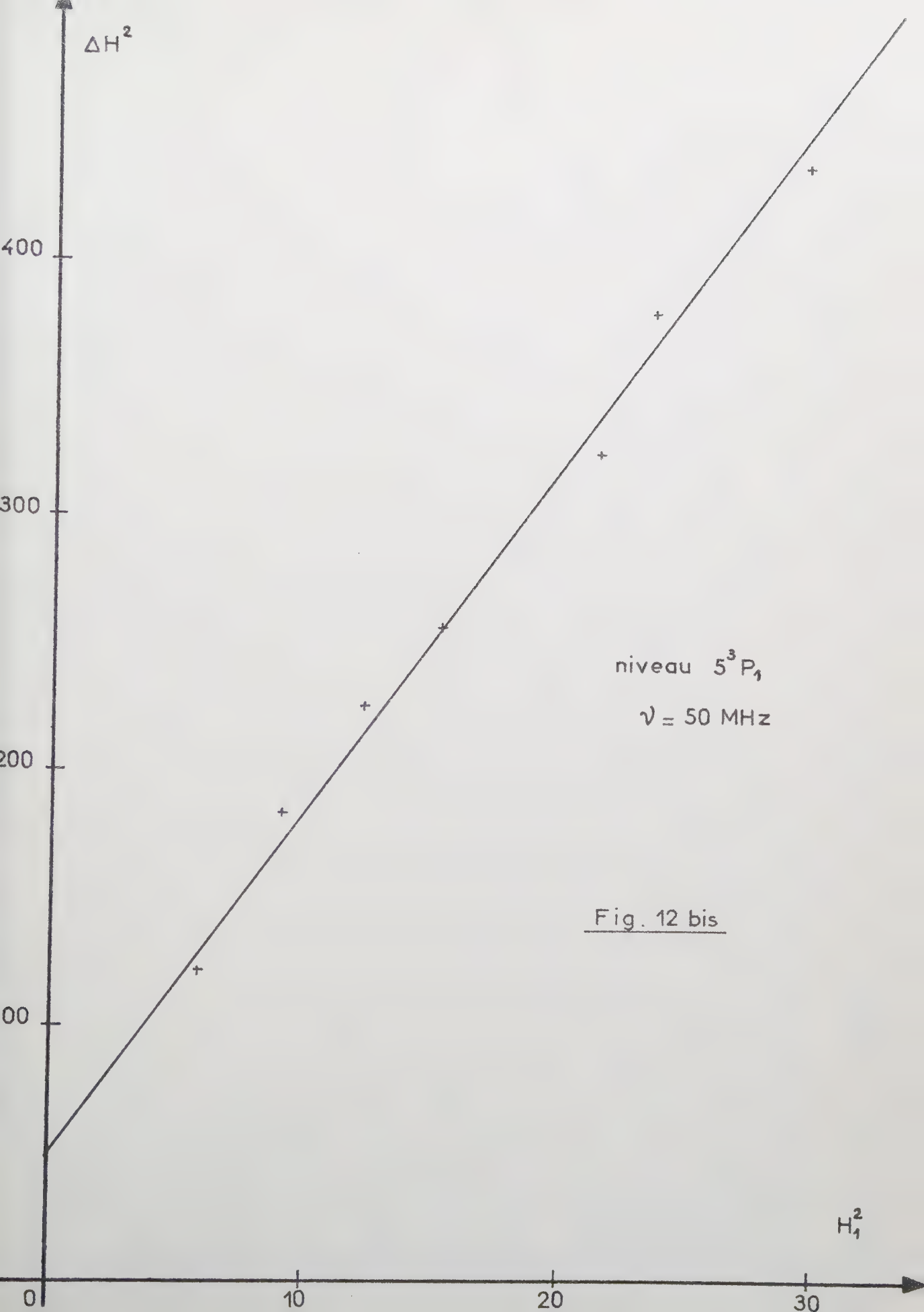
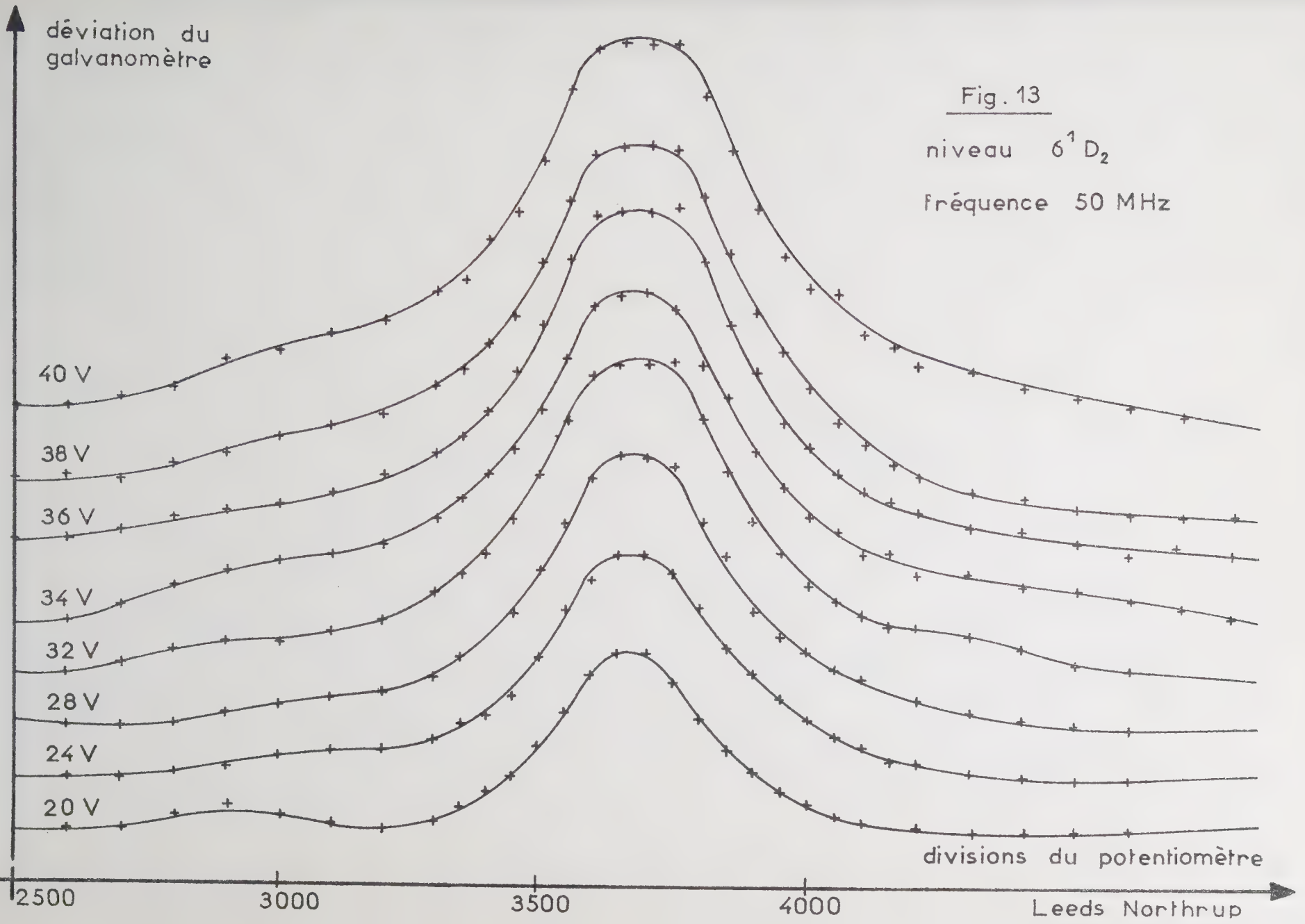


Fig. 12 bis


déviation du galvanomètre
Fig. 13
niveau 6^1D_2
fréquence 50 MHz
40 V
38 V
36 V
34 V
32 V
28 V
24 V
20 V
divisions du potentiomètre
2500
3000
3500
4000
Leeds Northrup

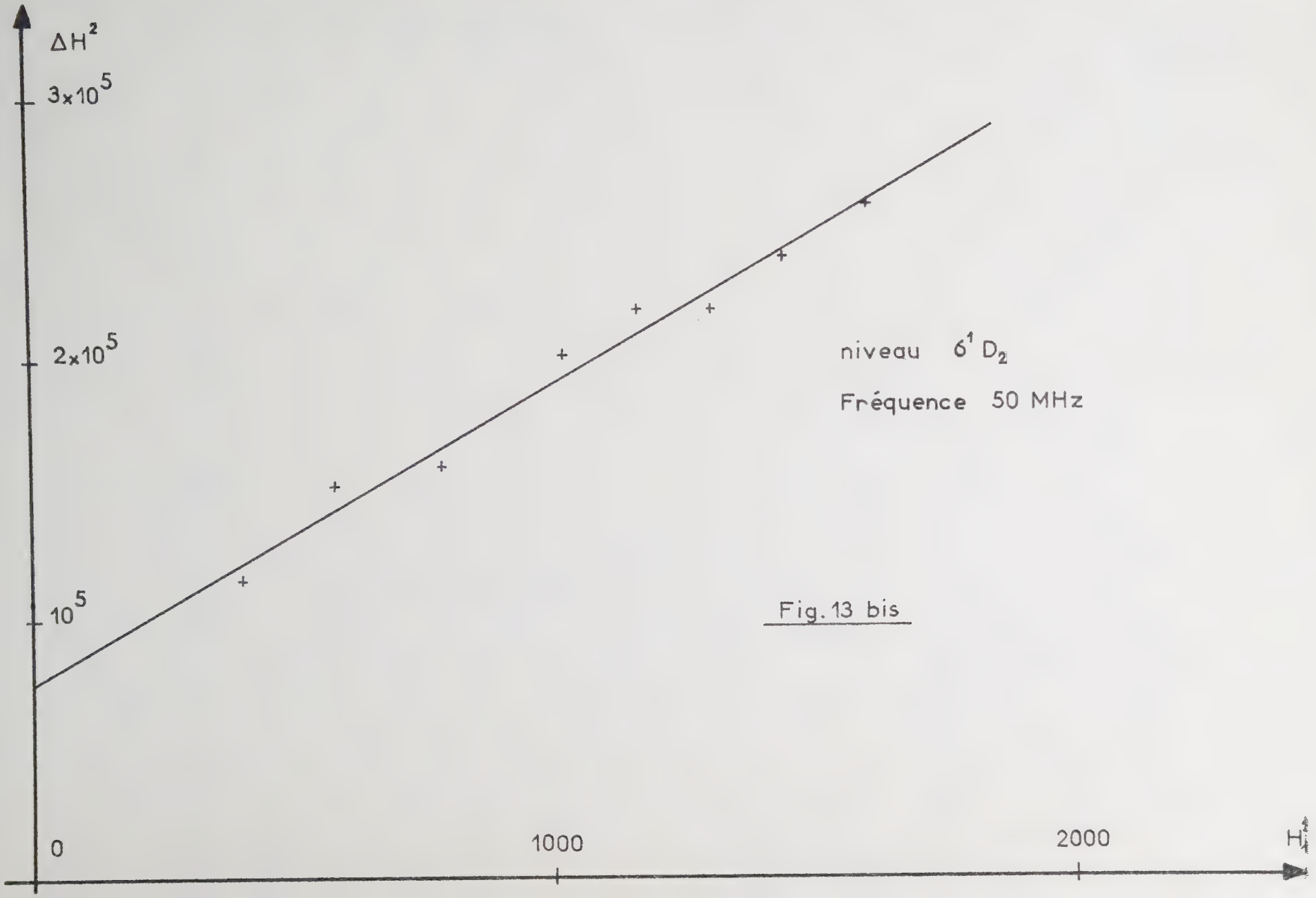
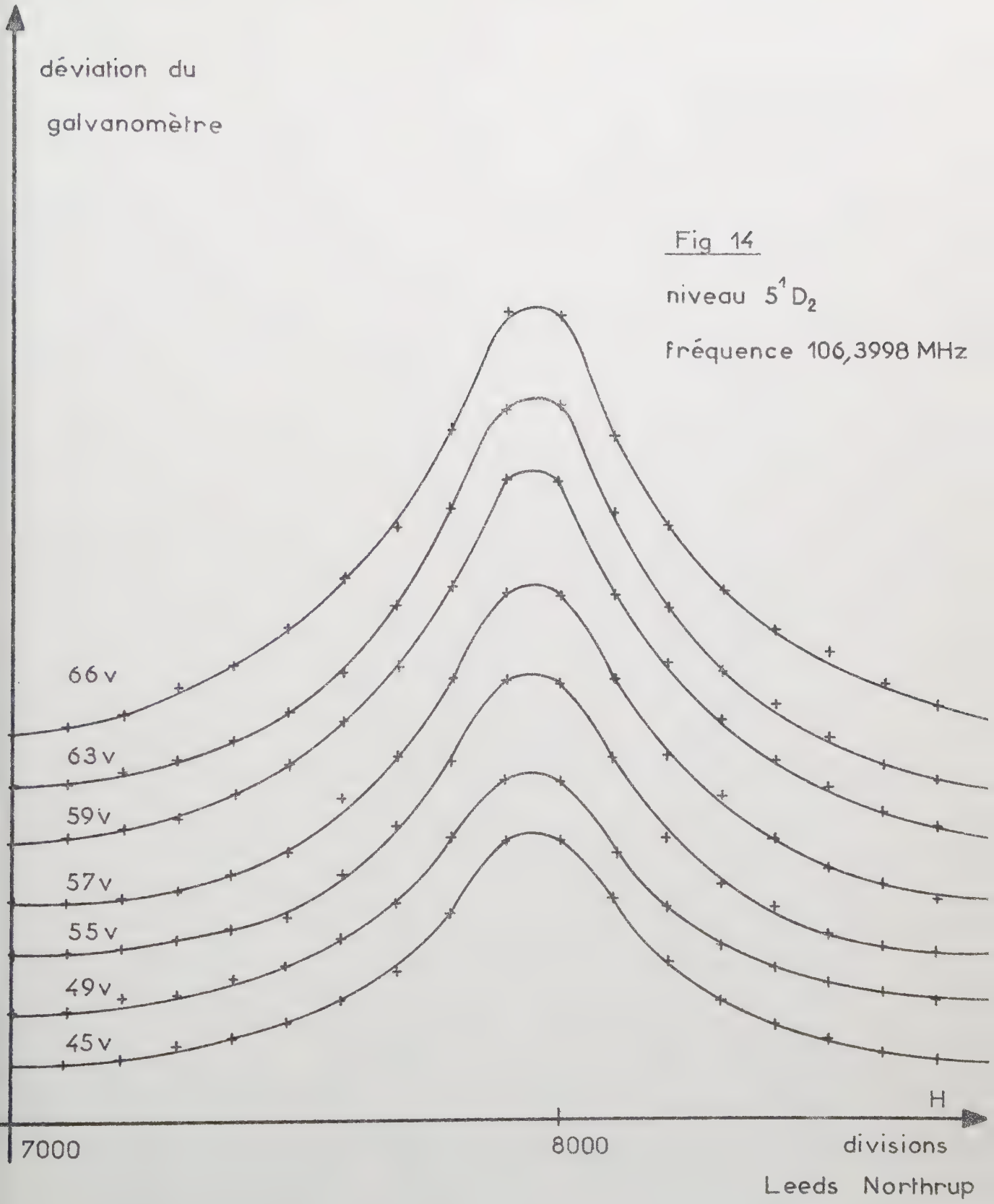
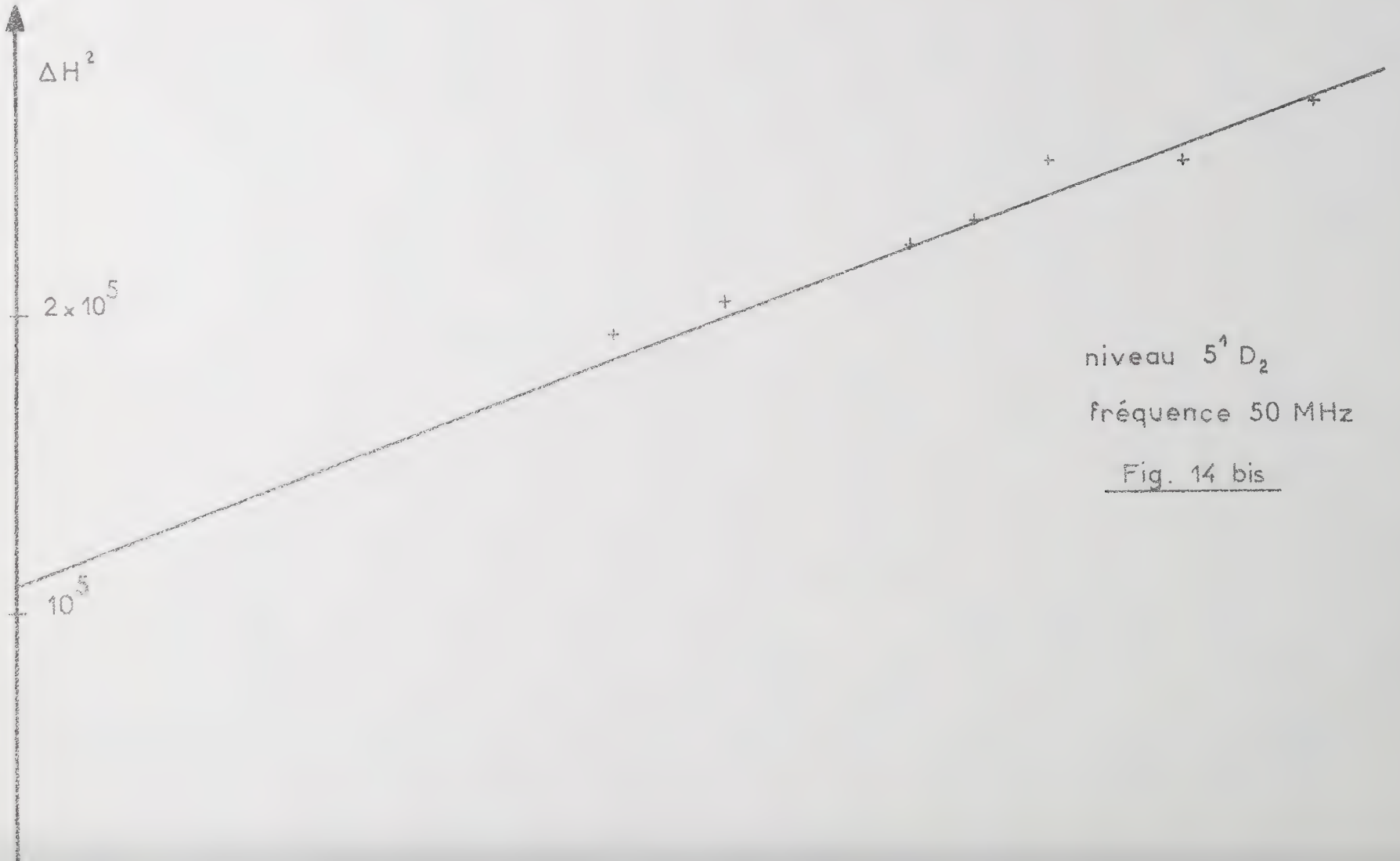


Fig. 13 bis

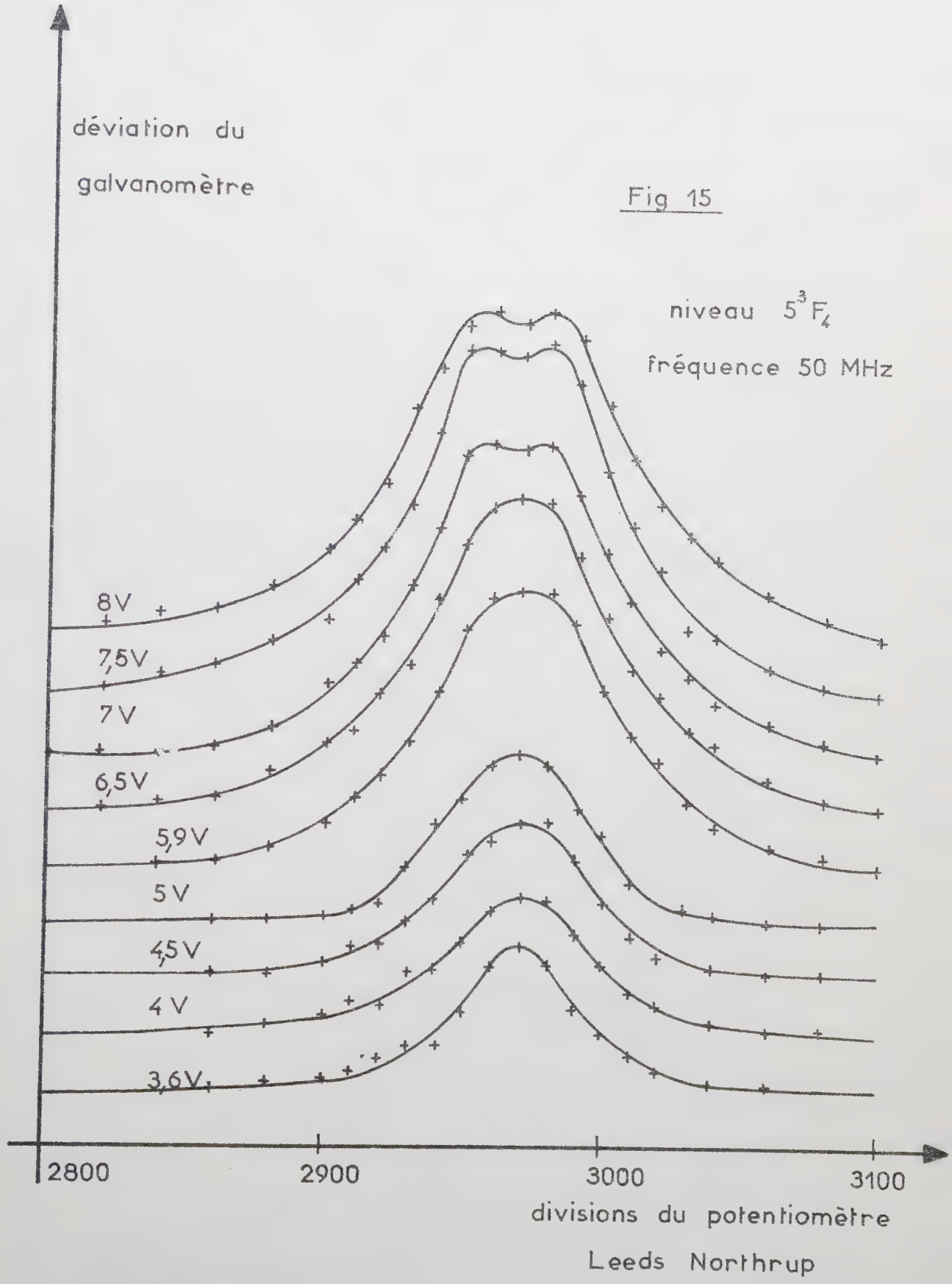

déviation du
galvanomètre
Fig 14
niveau 5^1D_2
fréquence 106,3998 MHz
66 v
63 v
59 v
57 v
55 v
49 v
45 v
H
7000
8000
divisions
Leeds Northrup



niveau $5^1 D_2$

fréquence 50 MHz

Fig. 14 bis


déviation du
galvanomètre
Fig 15
niveau 5^3F_4
fréquence 50 MHz
8V
7,5V
7V
6,5V
5,9V
5V
4,5V
4V
3,6V
2800
2900
3000
3100
divisions du potentiomètre
Leeds Northrup

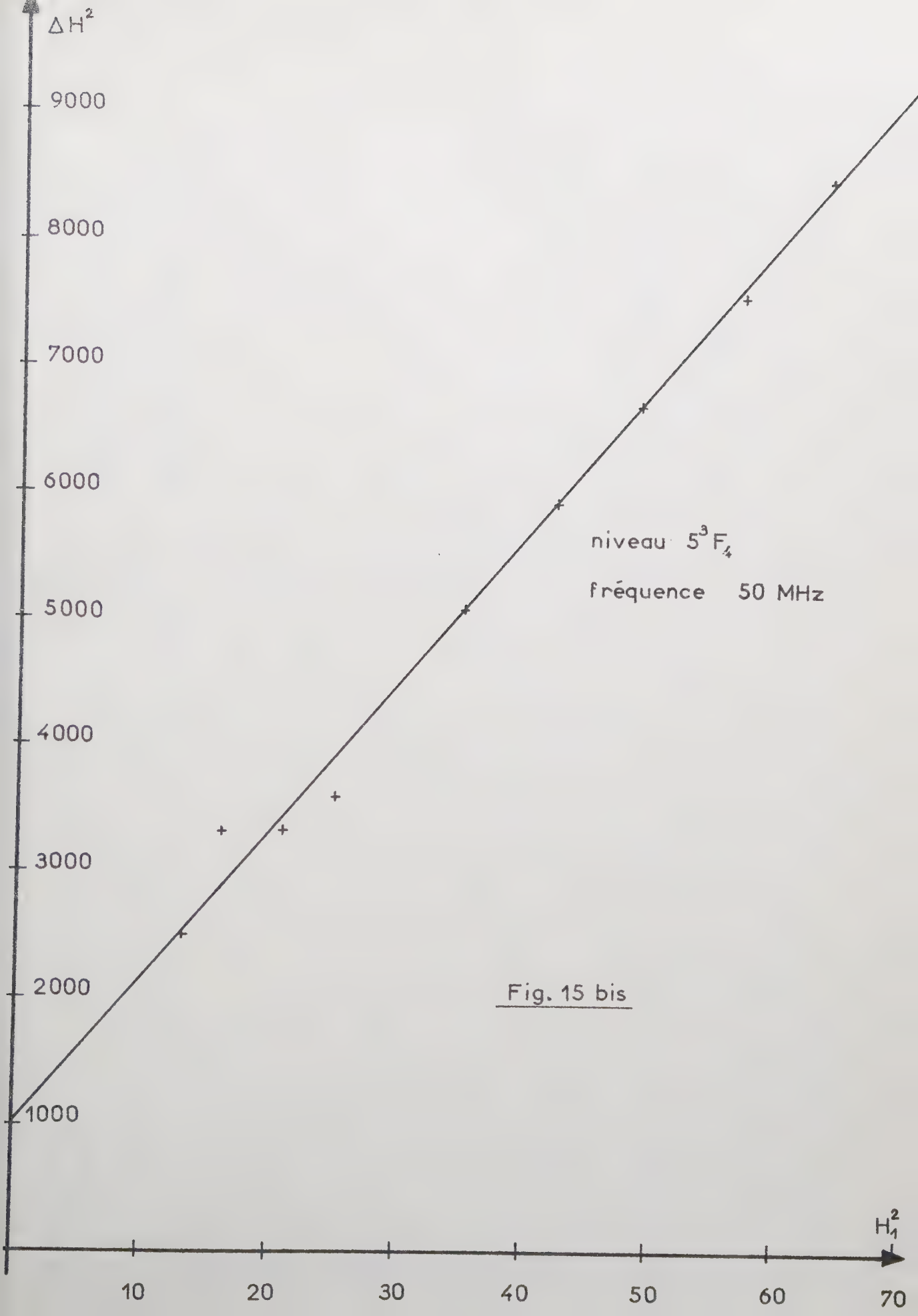

ΔH²
9000
8000
7000
6000
5000
4000
3000
2000
1000
niveau 5³F₄
fréquence 50 MHz
H₁²
10
20
30
40
50
60
70

Fig. 15 bis

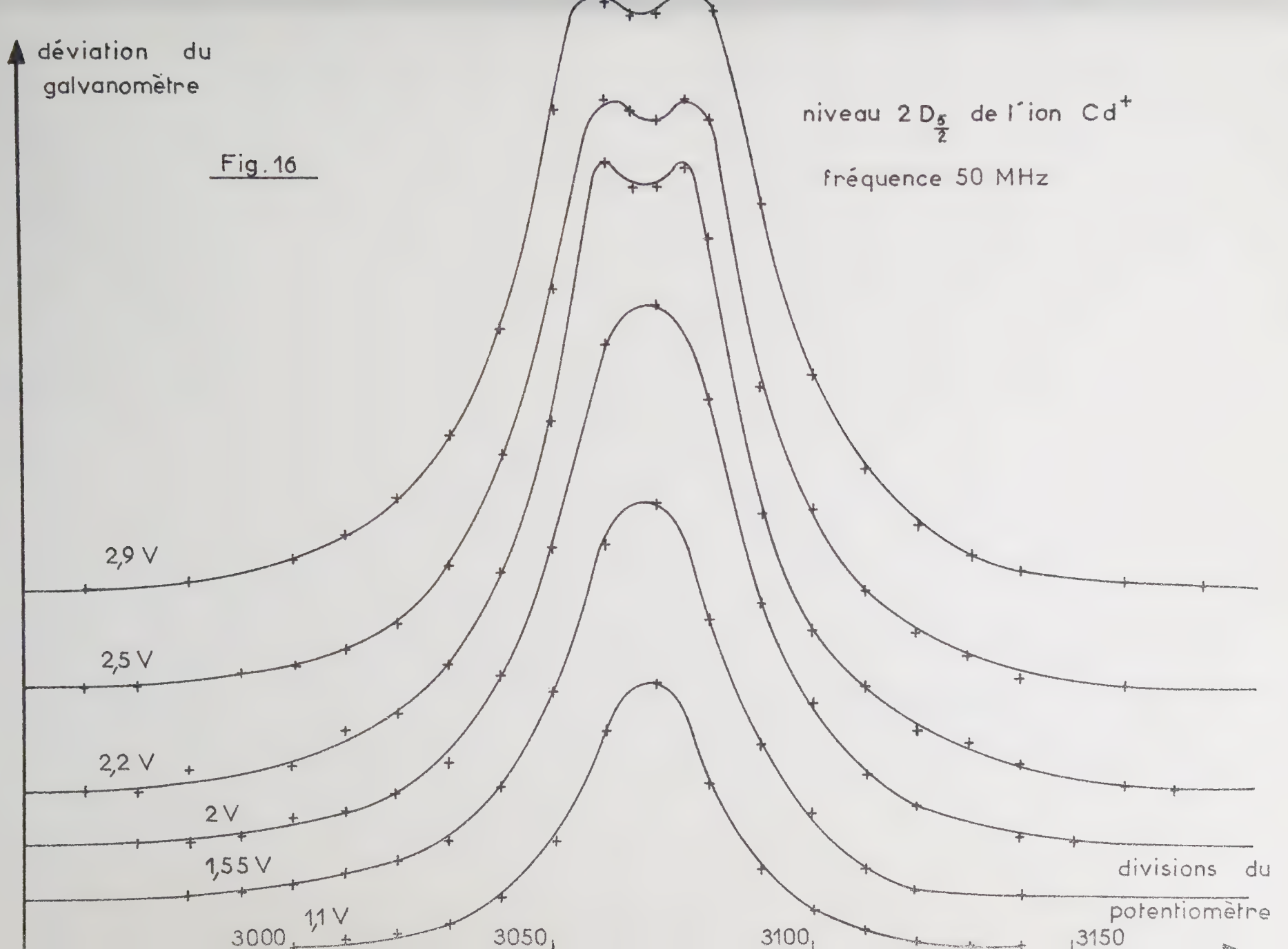

déviation du galvanomètre
niveau $2D_{\frac{5}{2}}$ de l'ion Cd^+
fréquence 50 MHz
2,9 V
2,5 V
2,2 V
2 V
1,55 V
1,1 V
3000
3050
3100
3150
divisions du potentiomètre

Fig. 16

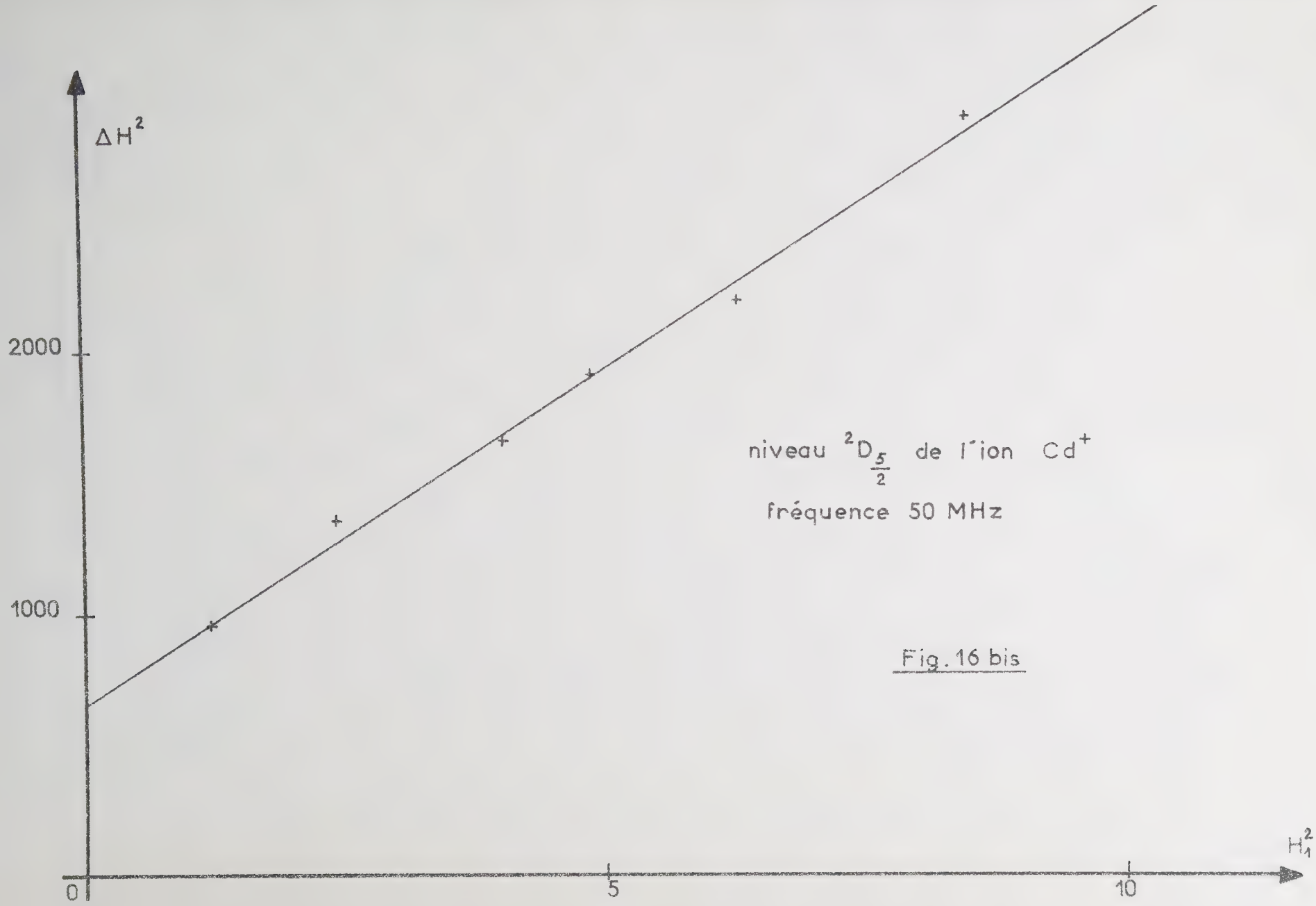

ΔH^2
2000
1000
0
5
10
H_1^2
niveau $^2D_{\frac{5}{2}}$ de l'ion Cd^+
fréquence 50 MHz

Fig. 16 bis

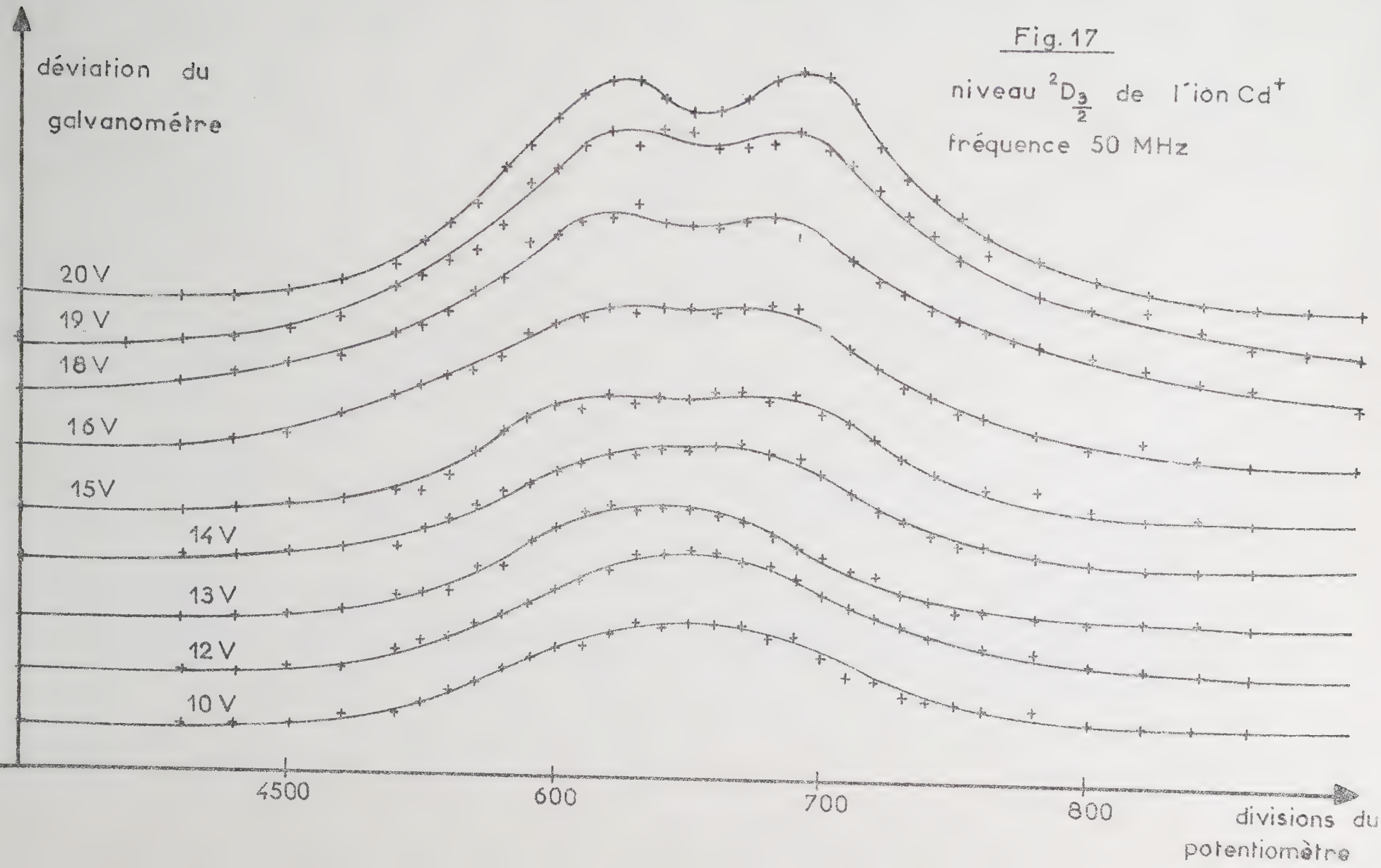


Fig. 17

niveau $^2D_{\frac{3}{2}}$ de l'ion Cd^+

fréquence 50 MHz

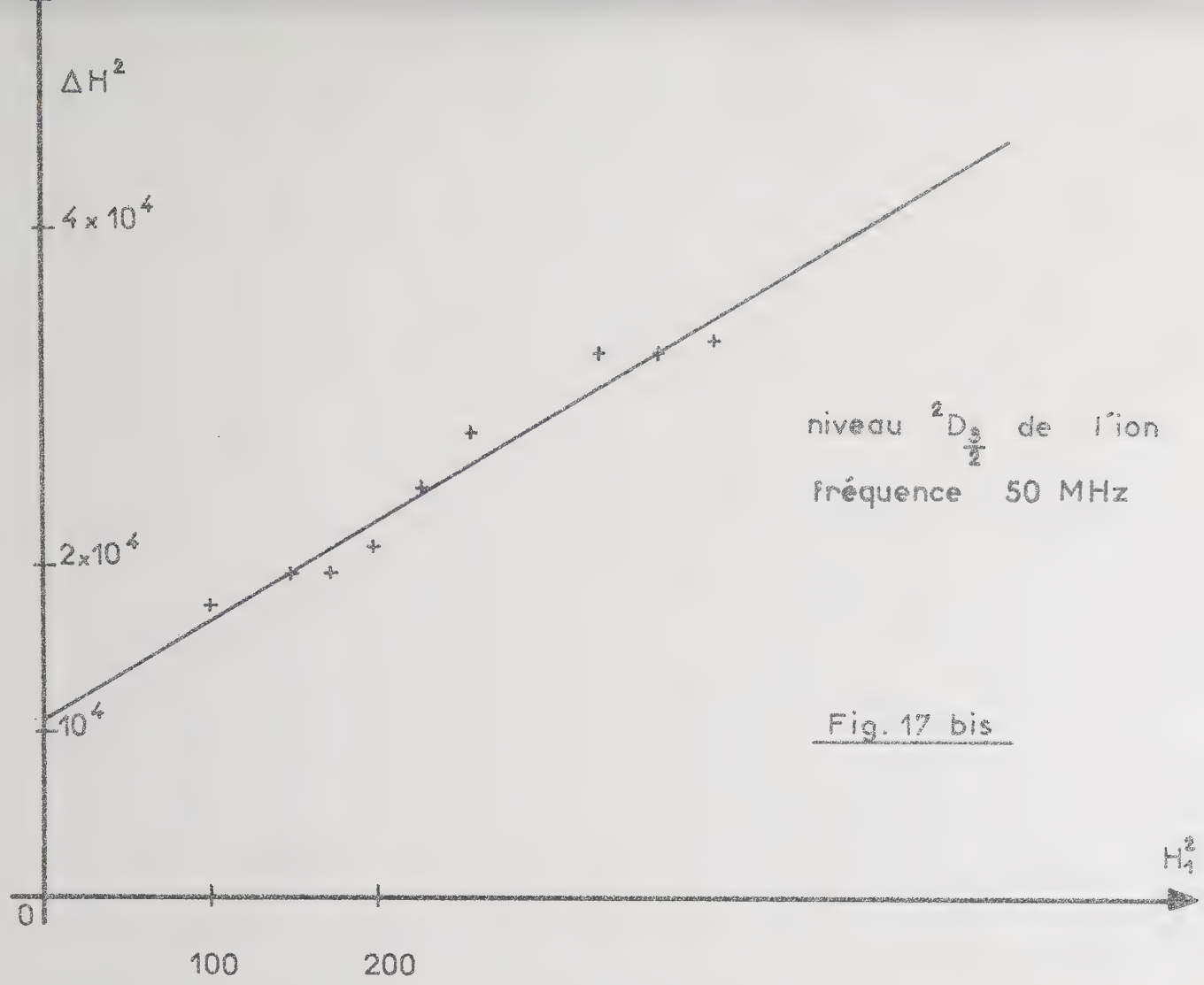

ΔH^2
4×10^4
2×10^4
10^4
0
100
200
H_1^2
niveau $^2D_{\frac{3}{2}}$ de l'ion
fréquence 50 MHz

Fig. 17 bis

IV - MESURE DES FACTEURS DE LANDE.

1 - Méthode de mesure.

Le facteur de Landé du niveau 5^3P_1 du cadmium a été déterminé avec précision par THADDEUS et NOVICK (14) par une méthode de croisements de niveaux, indépendamment par SALLIOT (13) par une méthode directe utilisant comme référence le niveau fondamental $3\ ^2S_{1/2}$ du sodium, et enfin par KOHLER et THADDEUS (18). Comme la raie de résonance ($5^3P_1 - 5^1S_0$) est émise avec beaucoup d'intensité par la cellule à bombardement électronique et est fortement polarisée, la méthode la plus simple pour déterminer les facteurs de Landé des niveaux étudiés consiste à prendre le facteur de Landé du niveau 5^3P_1 comme référence.

Nous avons donc comparé, à la même fréquence du champ de radiofréquence, les positions respectives des résonances magnétiques du niveau 5^3P_1 et des niveaux à étudier. La fréquence utilisée était 106,3998 MHz. Il aurait été difficile d'opérer à des fréquences plus élevées avec l'aimant et les alimentations dont nous disposions, qui pouvaient fournir au maximum un champ magnétique statique de 70 gauss avec une stabilité suffisante. L'expérience nous a montré que malgré le refroidissement par eau utilisé, les bobines créant le champ statique se dilataient (pour 70 gauss la puissance dégagée par effet Joule dans les bobines est d'environ 300 watts), le refroidissement n'étant pas toujours le même et la température de la pièce pouvant

varier. Il en résultait une variation d'un jour à l'autre du champ au centre pour un courant magnétisant donné, et par conséquent de la position des résonances (donnée par la valeur du courant magnétisant (à fréquence fixe). Cette variation aléatoire peut atteindre quelques dix millièmes en valeur relative. Pour en éliminer ces effets, nous avons toujours effectué des mesures croisées. Nous tracions successivement :

- 2 courbes de résonance magnétique du niveau 5^3P_1, chacune correspondant à un sens différent du courant magnétisant dans les bobines. Une moyenne permet ainsi d'éliminer la composante horizontale du champ magnétique terrestre.
- 2 courbes de résonance magnétique du niveau étudié.
- de nouveau 2 courbes relatives au niveau 5^3P_1 et nous vérifions que ces deux dernières occupaient les mêmes positions que les courbes du début de la manipulation.

Dans ces mesures, la composante verticale du champ terrestre n'était pas compensée mais avec les grandeurs de champ statique horizontal utilisées, la correction qui en résulte, de l'ordre du cent millième est très inférieure aux erreurs de mesure.

2 - Résultats.

Dans ces conditions, nous pensons que la précision des mesures est surtout limitée par la largeur des courbes de résonance magnétique observées et par le rapport signal sur bruit. Les résultats obtenus sont

groupés dans le tableau ci-dessous :

Niveau	g_J théorique	g_J expérimental
5^1D_2	1	1,0050 ± 0,005
6^1D_2	1	1,0010 ± 0,0003
5^3F_4	1,25	1,2500 ± 0,0004
$(4d^9, 5s^2)a^2D_{5/2}$	1,2	1,1998 ± 0,0001
$(4d^9, 5s^2)a^2D_{3/2}$	0,8	0,8000 ± 0,0005

L'erreur indiquée représente environ 1,5 fois la dispersion des mesures.

3 - Comparaison avec les prévisions théoriques.

Les résultats sont en bon accord avec les prévisions théoriques correspondant au couplage $(\vec{L}.\vec{S}.)$.

On peut essayer pour les niveaux $^1D_2$ de calculer les facteurs de Landé en tenant compte du couplage réel, en supposant que ce couplage est intermédiaire entre $(\vec{L}.\vec{S}.)$ et $(\vec{j}.\vec{j}.)$. On aura :

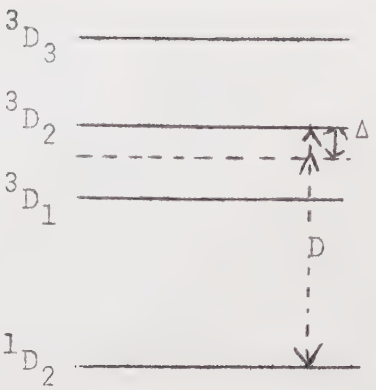
$$g'_{^1D_2} = (1 - \alpha^2) g_{^1D_2} + \alpha^2 g_{^3D_2}$$

facteur de Landé réel — en couplage $\vec{L}.\vec{S}.$ pur — en couplage $\vec{L}.\vec{S}.$ pur

α, coefficient de mélange entre les niveaux $^1D_2$ et $^3D_2$, est lié à l'écart des positions des niveaux ^3D à la régle

d'intervalle de Landé par

$$\alpha^2 = \frac{\Delta}{D}$$



(voir plus loin, calcul des structures hyperfines, § V-1 A)
Sur la figure, la ligne pointillée représente la position qu'aurait le niveau $^3D_2$ en couplage $(\vec{L}.\vec{S}.)$ pur. Δ est la distance du niveau réel $^3D_2$ à cette position, D la distance du niveau $^1D_2$ à cette position.
Pour le niveau 5^1D_2, le rapport $\frac{\Delta}{D}$ peut être calculé avec une bonne précision (19, 20) à l'aide des résultats des mesures optiques, qui donnent D = 278 cm^{-1}, Δ = 0,0124 cm^{-1}. On en déduit :

$$\alpha^2 = 0{,}446 \times 10^{-4}$$

ce qui donne

$$g_{^1D_2} = (1 - 4{,}46 \times 10^{-5}) + 4{,}46 \times 10^{-5}\frac{7}{6}$$

Les corrections sont inférieures au dix millième et par conséquent inférieures aux erreurs de mesure.

Pour le niveau 6^1D_2, les mesures optiques (19, 20) ne sont pas assez précises pour que le calcul de $\frac{\Delta}{D}$ soit réellement significatif. On peut admettre que α^2 est du même ordre de grandeur que pour le niveau 5^1D_2. Là aussi les corrections seront négligeables par

rapport aux erreurs de mesure. Le facteur de Landé expérimental du niveau 6^1D_2 semble toutefois légèrement plus élevé que la valeur théorique en couplage ($\vec{L}.\vec{S}$.).

De même, les corrections d'entraînement du noyau, de relativité et de diamagnétisme étant de l'ordre de 10^{-4} (21) il est inutile de les calculer de façon détaillée pour comparer les résultats théoriques et expérimentaux.

V - STRUCTURES HYPERFINES.

Les mesures ont été faites en utilisant une cellule remplie d'environ 50 mg de ^{113}Cd (en réalité un mélange isotopique contenant 96% de ^{113}Cd) (Si on utilise une quantité de cadmium de moins de 1 mg le getter au baryum absorbe le cadmium et la vapeur de cadmium disparaît de la cellule).

D'autre part, il est inutile de refaire des mesures avec du cadmium 111 (seul autre isotope impair stable) ; le cadmium 111 et le cadmium 113 ont même spin nucléaire 1/2 et le rapport de leurs moments magnétiques est déjà connu avec une précision excellente que nos mesures ne peuvent atteindre. Nous ne pouvons donc espérer mesurer aucune anomalie de structure hyperfine. Nous avons choisi d'étudier le ^{113}Cd parce que nous disposions d'un échantillon plus enrichi en cet isotope que pour le ^{111}Cd

1 - Niveaux 5^1D_2 et 6^1D_2.

A- Etude théorique.

a/Etude qualitative des structures hyperfines.

Dans une configuration (s, d) la séparation de structure hyperfine provient de deux effets :

- l'interaction du spin de l'électron s avec le noyau.

- l'interaction du spin et du moment orbital de l'électron d avec le noyau.

La première interaction est une interaction de "contact" relativement grande, car la probabilité de présence de l'électron s dans le noyau est très grande (22). Mais dans un état singulet de spin, en couplage $(\vec{L}.\vec{S}.)$ pur, les éléments de matrice du spin $\vec{s}_1$ de l'électron s sont proportionnels à ceux du spin total $\vec{S}$, dont la valeur moyenne est nulle, donc la valeur moyenne de $\vec{s}_1$ est nulle. Le terme $A_s$dû à l'électron s dans la séparation de structure hyperfine est le produit d'un terme a_s représentant l'interaction spin $\vec{s}_1$-noyau et donc relativement grand, par la valeur moyenne de $\vec{s}_1$, valeur nulle en couplage$(\vec{L}.\vec{S}.)$ pur. Si le couplage s'écarte du couplage $(\vec{L}.\vec{S}.)$ pur, la valeur moyenne de $\vec{s}_1$ n'est plus rigoureusement nulle et peut en principe être déterminée à partir de l'écart au couplage $(\vec{L}.\vec{S}.)$. Mais cet écart est connu de manière assez imprécise. Il en sera par conséquent de même du terme A_s (pour des états triplets les éléments de matrice

du spin $\vec{S}$ ne sont plus nuls, et le terme dû à l'électron s est très important).

La 2ième interaction, due à l'électron d, est petite, car l'électron d a une orbite peu pénétrante. Elle sera presque négligeable devant la première dans les états de triplet mais jouera un rôle important dans les états de singulet.

Il en résulte une grande incertitude dans les prévisions théoriques calculées ci-dessous. Cette incertitude est d'autant plus grande que

- les structures hyperfines des niveaux ^3D qui sont à la base des résultats ne sont connues que d'une manière peu précise par des déterminations optiques (23).

Les positions des niveaux n^3D_3, n^3D_2, n^3D_1 et n^1D_2 (n = 5 ou 6) ne s'expliquent de façon satisfaisante ni par la théorie usuelle du couplage intermédiaire (24) entre $(\vec{L}.\vec{S}.)$ et $(\vec{j}.\vec{j}.)$ en ne tenant compte que de l'interaction du spin de l'électron avec sa propre orbite ni par la théorie de WOLFE (25) qui fait aussi intervenir le couplage entre le spin d'un électron et l'orbite de l'autre. Il est sans doute nécessaire de tenir compte de l'interaction de configuration qui peut exister entre le niveau n^1D_2 normal, de configuration $(4d^{10}\ 5s\ nd)$ et un niveau $^1D_2$ situé au-dessus du seuil d'ionisation, de configuration $4d^{10}\ 5p^2$. Or nous ne connaissons rien sur l'importance de cette interaction.

b/ Evaluation du couplage intermédiaire.

Nous avons néanmoins essayé de calculer un ordre de grandeur de la structure hyperfine en supposant le couplage intermédiaire entre $(\vec{L}.\vec{S}.)$ et $(\vec{j}.\vec{j}.)$ et en donnant au paramètre θ qui caractérise l'écart au couplage $(\vec{L}.\vec{S})$ la valeur définie par la relation usuelle (25).

$$\sin^2 \theta = \frac{\Delta}{D}$$

D étant l'écart des niveaux n^3D_2 et n^1D_2, Δ l'écart entre la position du niveau n^3D_2 et la position définie par la règle d'intervalle de Landé entre les niveaux n^3D_3 et n^3D_1. Le coefficient α de mélange entre les niveaux $^1D_2$ et $^3D_2$ est donné par

$$\alpha^2 = \sin^2 \theta \text{ avec } |^1D_2>' = \sqrt{1-\alpha^2}\ |^1D_2> + \alpha |^3D_2>$$

(voir plus haut § IV).

θ, dans le cas des niveaux D, pour lesquels le niveau $^1D_2$ a une énergie plus faible que les niveaux ^3D, varie de 0 (couplage $\vec{L}.\vec{S}.$ pur) à la valeur $(\theta_o - \frac{\pi}{2})$ (couplage $\vec{j}.\vec{j}.$ pur).

Pour les niveaux 5D, $\sin\theta = - 0{,}67 \times 10^{-2}$ d'après les valeurs de Δ et D données par les tables (19, 20).

c/ La valeur de la constante de structure hyperfine A (qui donne l'importance de l'interaction entre $\vec{I}$ et $\vec{J}$) est donnée par

$$A_{^1D_2} = \frac{1}{12}\left[(3c_1^2 - 2c_2^2)a_s + 14c_2^2\, a' + 9c_2^2\, a'' - 4c_1c_2\sqrt{6} \times a'''\right]$$

où les termes en a_s représentent l'interaction du noyau avec l'électron s, les termes en a', a", a"' l'interaction du noyau avec l'électron d..
On a posé

$$C_1 = \sin (\theta_o - \theta) \text{ avec } tg\ \theta_o = \frac{2}{3} \quad \text{et}$$

$$C_2 = \cos (\theta_o - \theta)$$

l'angle θ ayant été déterminé plus haut. a', a", a"' peuvent être calculés à partir de la structure fine. En effet (28)

$$a' = a_{5/2} = \kappa_m \times \frac{2l(l+1)}{j(j+1)} \mu_B^2\ g'_I\ \frac{\overline{1}}{r^3} F_r (j, Z)$$

avec $l = 2$, $j = 5/2$, $\kappa_m = \frac{\mu_o}{4\pi}$ (μ_o perméabilité magnétique du vide)

μ_B magnéton de BOHR
g'_I facteur de Landé nucléaire
$F_r (j, Z)$ correction de relativité tabulée par KOPFERMANN (28)
$\frac{\overline{1}}{r^3}$ est la valeur moyenne de l'inverse du cube de la distance au noyau de l'électron considéré. On a

$$\frac{1}{r^3} = \frac{1}{\kappa_m} \quad \frac{\delta W_o}{2 \mu_B^2 \left(l + \frac{1}{2}\right) Z_i H_r (l, Z_i)}$$

Z_i nombre atomique interne = Z - 11 pour des électrons d

H_r correction de relativité tabulée par KOPFERMANN (28)
δW_o séparation de structure fine ($^3D_3$ - $^3D_1$)
De même

$$a'' = a_{3/2} = \kappa_m \frac{2l(l+1)}{j(j+1)} \mu_B^2 g'_I \frac{\overline{I}}{r^3} F_r(j, Z)$$

avec $l = 2$ et $j = \frac{3}{2}$

et $$a''' = -\kappa_m \times \frac{1}{2l+1} \mu_B^2 g'_I \frac{\overline{I}}{r^3} G_r(l, Z_i)$$

On peut tirer de ces équations et des valeurs de G_r, F_r, H_r pour les niveaux 5D par exemple

$$a'' = 2{,}40\ a'$$
$$a''' = -0{,}146\ a'$$
$$a' = -1{,}5 \times 10^{-4}\ cm^{-1} = -4{,}5\ MHz$$

a_s peut être déterminé de plusieurs manières

- les formules relatives aux structures hyperfines des niveaux ^3D donnent (28)

$$A(^3D_3) = \frac{a_s}{6} + \frac{5}{6}\ a'$$
$$A(^3D_1) = -\frac{a_s}{4} + \frac{5}{4}\ a''$$

or les déterminations optiques donnent

$A_{(5^3D_3)} = -85$ mk d'où $a_s = -509$ mk et

$A_{(5^3D_1)} = 120$ mk d'où $a_s = -482$ mk

ce qui conduirait à prendre $a_s = -500$ mk pour les niveaux 5D.

- il est d'autre part possible de calculer directement une valeur théorique de a_s à partir des termes spectraux

$$a_s = \frac{8}{3} hc\, R_\infty\, \alpha^2\, \frac{Z_i Z_a^2}{n_a^3} \left(1 - \frac{d\sigma}{dn}\right) F_r(j, Z_i)\, g'_I$$

$\frac{e^2}{\hbar c} = \alpha \simeq \frac{1}{137}$ $\qquad$ R_∞ constante de RYDBERG

n_a : nombre quantique effectif. On définit n_a en écrivant que l'énergie du niveau n doit être égale à

$\frac{hc\, R_\infty}{n_a^2}$ (par analogie avec l'atome d'hydrogène)

$F_r(j, Z_i)$ correction de relativité.

On trouve $a_s = - 425$ mK

- Enfin a_s est en principe le même que pour les niveaux 5^3P_2, 5^3P_1 et 5^1P_1, pour lesquels il vaut (29)

$$a_s = - 432 \text{ mK}$$

Les déterminations optiques étant probablement peu précises, il nous semble raisonnable de prendre

$$a_s = - 430 \text{ mK}$$

On obtient alors, à partir de la formule

$$A_{1_{D_2}} = \frac{1}{12} \left[(3 c_1^2 - 2c_2^2)\, a_s + a' (14c_2^2 + 9c_1^2 \times 2{,}40 + 4c_1 c_2 \sqrt{6} \times 0{,}14)\right]$$

en remplaçant c_1 et c_2 et a', a", a"' et a_s par leurs

valeurs

$A_{(5^1D_2)} \simeq 42$ MHz

Dans le cas des niveaux 6D, la distance Δ n'est connue qu'avec une précision très médiocre. Il n'est pas déraisonnable, pour avoir un ordre de grandeur de la structure hyperfine, de prendre la même valeur de θ que pour le niveau 5^1D_2 - Un calcul similaire donne alors :

$$A_{(6^1D_2)} \simeq 39 \text{ MHz}$$

Répétons que les valeurs ainsi obtenues pour $A_{5^1D_2}$ et $A_{6^1D_2}$ sont très approximatives et fournissent seulement l'ordre de grandeur des valeurs que l'on peut s'attendre à trouver expérimentalement.

d/ Etude du découplage entre $\vec{I}$ et $\vec{j}$.

Les niveaux $^1D_2$ possèdent 2 sous-niveaux hyperfins $F = \frac{5}{2}$ et $F = \frac{3}{2}$ (Le spin nucléaire des isotopes impairs du cadmium étant $I = \frac{1}{2}$), dont les facteurs de Landé g_F en champ très faible sont 1,2 et 0,8. En champ moyen l'effet de découplage entre $\vec{I}$ et $\vec{J}$ se traduit par un élargissement des 2 résonances à $g_F = 1,2$ et $g_F = 0,8$. Les équations des courbes donnant les niveaux d'énergie en fonction du champ H_o sont obtenues en diagonalisant l'opérateur hamiltonien

$H = hA\ \vec{I}.\vec{J} + \mu_o\ (g_J\ \vec{J} + g_I\ \vec{I}).\ \vec{H}_o$ A constante de structure hyperfine

(g_J et g_I : facteurs de Landé électronique et nucléaire, μ_o : magnéton de BOHR).

Ces courbes ont pour équation générale, en négligeant g_I devant g_J

$$E = M\nu_o - \frac{A}{4} \pm \sqrt{\frac{A^2}{4}(J + \frac{1}{2})^2 - A\frac{M\nu_o}{2} + \frac{\nu_o^2}{4}}$$

E = énergie du niveau divisée par h

$\nu_o = \frac{g_j \mu_o H_o}{h}$ fréquence de résonance des isotopes pairs au champ H_o

A = constante de structure hyperfine

Le nombre quantique magnétique M varie de $+\frac{5}{2}$ à $-\frac{5}{2}$ pour le signe +, et de $+\frac{3}{2}$ à $-\frac{3}{2}$ pour le signe -.

Le signe + correspond aux niveaux qui en champ nul sont caractérisés par le nombre quantique $F = \frac{5}{2}$, le signe - correspond aux niveaux qui en champ nul sont caractérisés par $F = \frac{3}{2}$

Posons $x = \frac{\nu_o}{A}$

$$E = A\left[Mx - \frac{1}{4} \pm \sqrt{\frac{(J + 1/2)^2}{4} - \frac{Mx}{2} + \frac{x^2}{4}}\right]$$

Les courbes représentant $\frac{E}{A}$ fonction de x sont données fig. 18. Il sera commode dans ce qui suit de caractériser les transitions possibles entre sous-niveaux Zeeman hyperfins par leurs facteurs de Landé apparents, définis

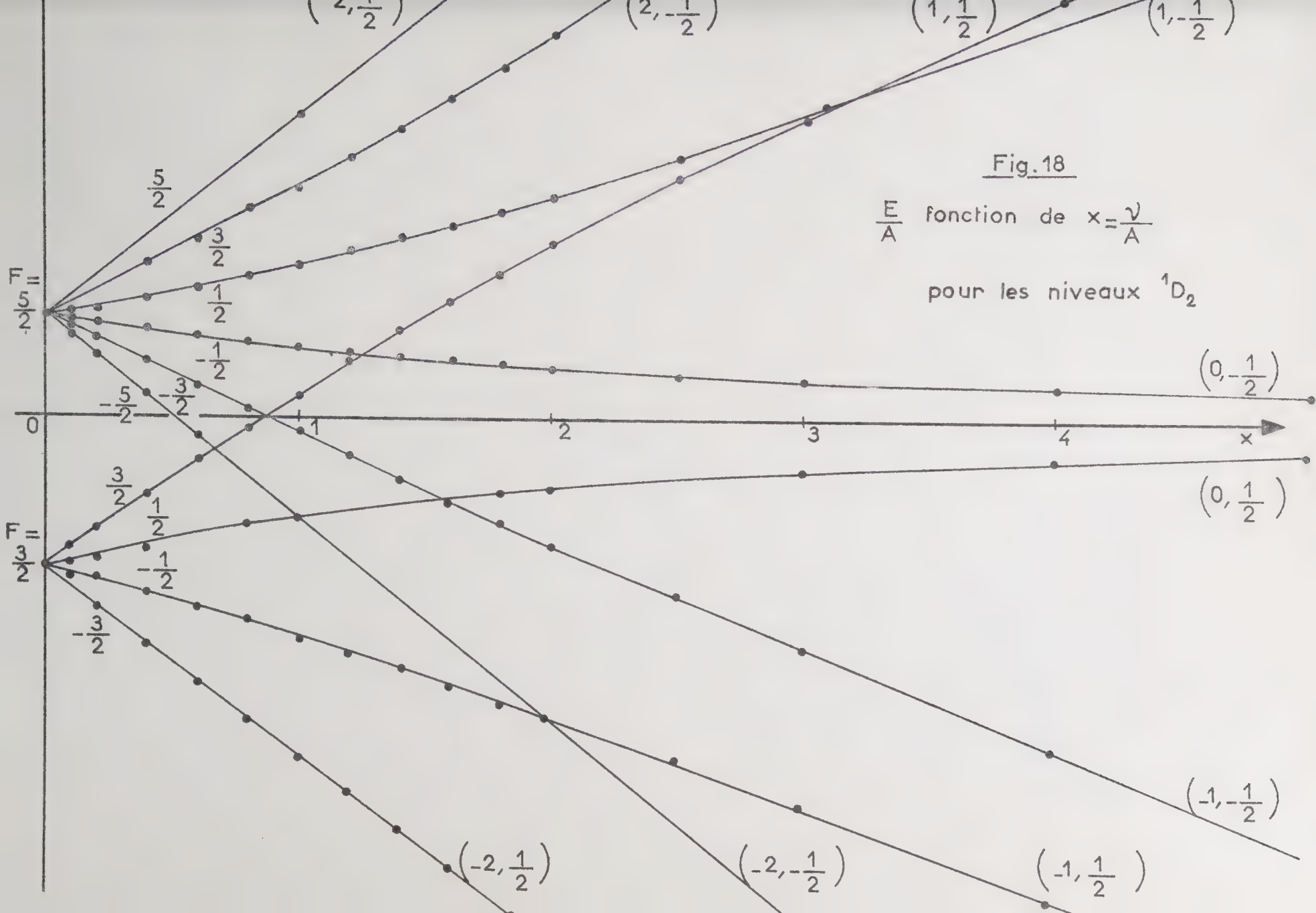


Fig. 18

$\frac{E}{A}$ fonction de $x=\frac{\nu}{A}$

pour les niveaux $^1D_2$

par $\frac{E_1 - E_2}{Ax} = \frac{E_1 - E_2}{\nu_o}$ pour une transition entre un niveau d'énergie E_1 et un niveau d'énergie E_2. Les courbes donnant la variation des facteurs de Landé apparents en fonction de x sont données fig. 19 et 19 bis. Certaines transitions ne sont probables que pour x petit parce que l'élément de matrice correspondant à la transition tend vers 0 quand x tend vers l'infini ; de même d'autres sont probables seulement pour x grand (pour x petit, ce sont des transitions $\Delta F = 1$). Tous les facteurs de Landé apparents tendent vers 1 pour x élevé car alors $\frac{E}{x} \sim A\,(M \pm \frac{1}{2})$ (le découplage $\vec{I} - \vec{J}$ est alors complet).

B- Etude expérimentale.

a/ Méthode de mesure.

On pourrait penser pour déterminer directement la séparation de structure hyperfine à faire varier la fréquence du champ de radiofréquence, le champ statique restant fixe et petit, pour induire des transitions $\Delta F = 1$ au voisinage du champ nul. Mais un balayage en fréquence avec un amplitude du champ de radiofréquence bien constante est difficile à réaliser ; même si l'amplitude du champ H.F. est constante, on peut observer par action de ce champ sur le jet d'électrons, des dérives ou des variations du signal optique qui peuvent être confondues avec des résonances.

Il serait d'autre part difficile de chercher, à fréquence constante, les résonances $\Delta F = 1$ en balayant

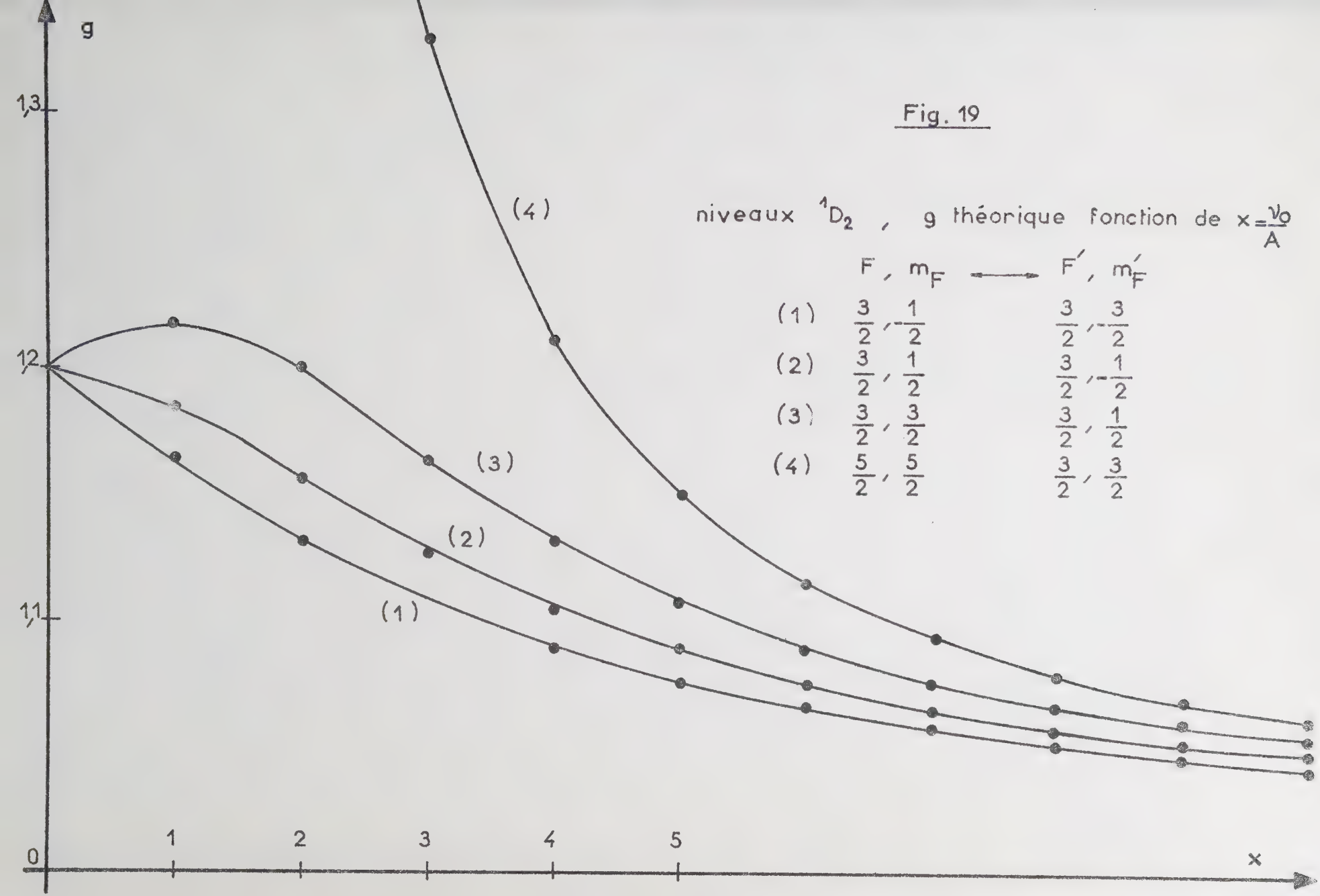
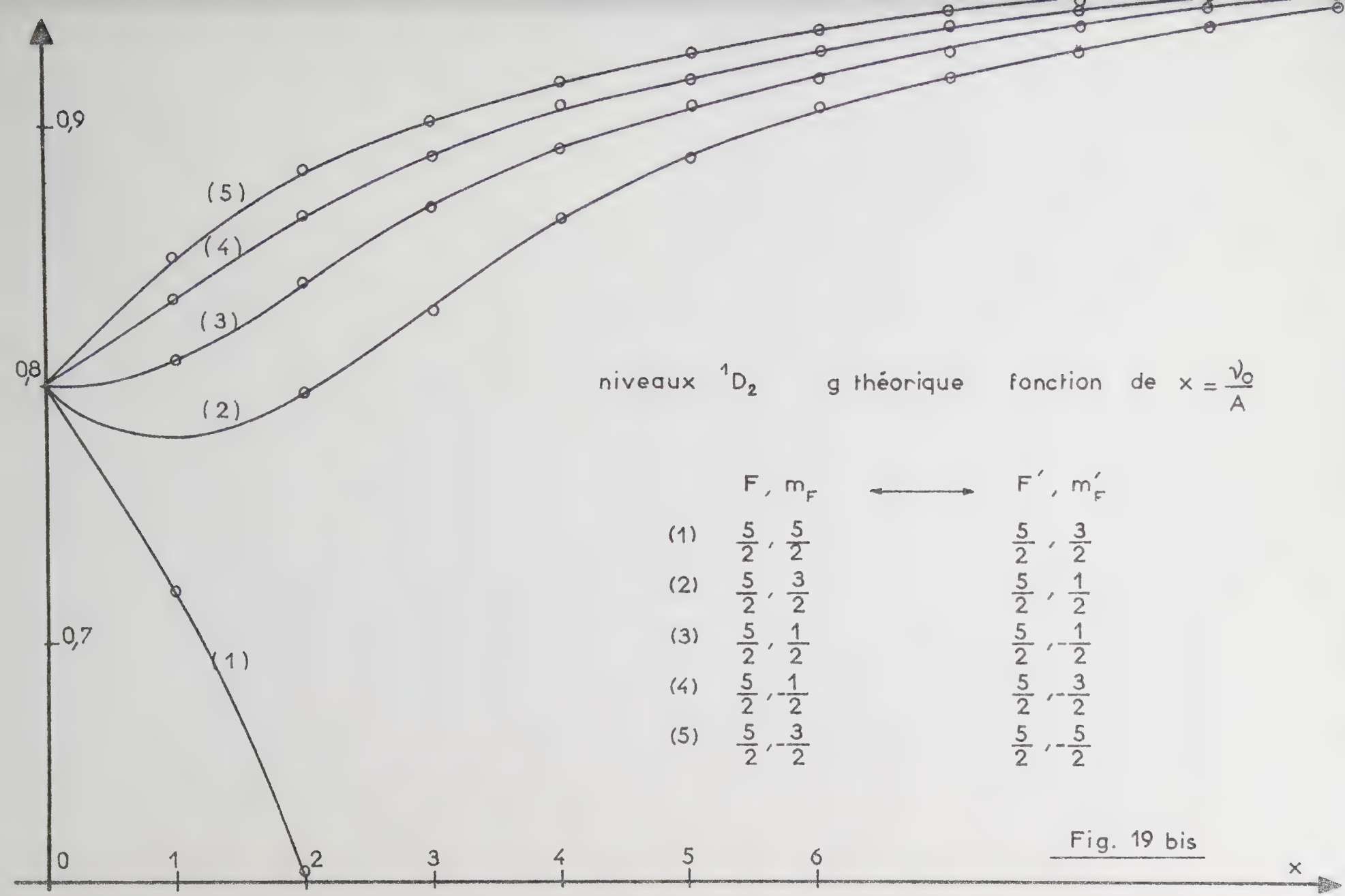


Fig. 19

niveaux $^1D_2$, g théorique fonction de $x = \frac{\nu_0}{A}$

	F, m_F	$\longleftrightarrow$	F', m'_F
(1)	$\frac{3}{2}, -\frac{1}{2}$		$\frac{3}{2}, -\frac{3}{2}$
(2)	$\frac{3}{2}, \frac{1}{2}$		$\frac{3}{2}, -\frac{1}{2}$
(3)	$\frac{3}{2}, \frac{3}{2}$		$\frac{3}{2}, \frac{1}{2}$
(4)	$\frac{5}{2}, \frac{5}{2}$		$\frac{3}{2}, \frac{3}{2}$



niveaux $^1D_2$ g théorique fonction de $x = \frac{\nu_0}{A}$

	F, m_F	⟷	F', m'_F
(1)	$\frac{5}{2}, \frac{5}{2}$		$\frac{5}{2}, \frac{3}{2}$
(2)	$\frac{5}{2}, \frac{3}{2}$		$\frac{5}{2}, \frac{1}{2}$
(3)	$\frac{5}{2}, \frac{1}{2}$		$\frac{5}{2}, -\frac{1}{2}$
(4)	$\frac{5}{2}, -\frac{1}{2}$		$\frac{5}{2}, -\frac{3}{2}$
(5)	$\frac{5}{2}, -\frac{3}{2}$		$\frac{5}{2}, -\frac{5}{2}$

Fig. 19 bis

en champ au voisinage du champ nul, car la largeur de raie serait très grande. En effet les niveaux ont une durée de vie de l'ordre de 8×10^{-8} sec et les courbes représentatives des niveaux d'énergie (F,M) et (F + 1, M $\pm$ 1) ont des pentes très voisines si bien que le rapport de la largeur en champ à la largeur en fréquence est alors particulièrement grand. Enfin, la résonance est peu intense pour les amplitudes du champ H.F. qu'on peut réaliser sans provoquer de décharge car l'élément de matrice correspondant à ces transitions est faible. Ces raisons font qu'on peut difficilement observer ces résonances superposées aux dérives du signal optique dues à l'action du champ sur le jet d'électrons, particulièrement grandes au voisinage d'un champ nul.

Dans la zone de champ magnétique statique où $\vec{I}$ et $\vec{J}$ se découplent, les différentes transitions $\Delta F = 0$ correspondent pour une fréquence du champ de radiofréquence fixée, à différentes valeurs du champ statique. Malheureusement la largeur de ces résonances est telle qu'il est difficile de les séparer nettement ce qui rend l'interprétation des mesures difficiles.

Nous avons étudié les résonances de l'isotope Cd^{113} aux fréquences de 28,35 MHz, 50 MHz et à différentes fréquences entre 100 et 140 MHz. A une fréquence donnée, la détermination des positions des résonances observées donne leurs facteurs de Landé apparents et en reportant ces valeurs sur les courbes théoriques donnant les facteurs de Landé apparents en fonction

de x on peut déterminer la valeur de x au champ magnétique auquel se produit la résonance, d'où l'on déduit A. L'identification des résonances n'est pas toujours certaine, mais les ambiguïtés possibles sont levées par l'existence de plusieurs résonances à chaque fréquence et les comparaisons des résultats donnés par les mesures à différentes fréquences. La figure 20 représente une des courbes obtenues et les différentes résonances observées. La figure 21 représente les courbes théoriques donnant les facteurs de Landé apparents et les points expérimentaux correspondants aux résonances observées.

b/ Résultats.

Pour le niveau 6^1D_2, le rapport signal sur bruit est de l'ordre de 4 à 5.

Le regroupement des résultats aux différentes fréquences donne

$$A_{(6^1D_2)} = 28 \pm 4 \text{ MHz}$$

Pour le niveau 5^1D_2 les mesures sont rendues très difficiles par le fait qu'il faut une forte puissance de radiofréquence pour observer les résonances (en raison de la faible durée de vie de ce niveau), ce qui provoque parfois des décharges dans la cellule. Le rapport signal sur bruit dans le cas de ce niveau est d'autre part déjà très inférieur dans le cas des isotopes pairs à celui obtenu sur le niveau 6^1D_2. Nous n'avons observé de résonances qu'à 140 MHz ; les résultats

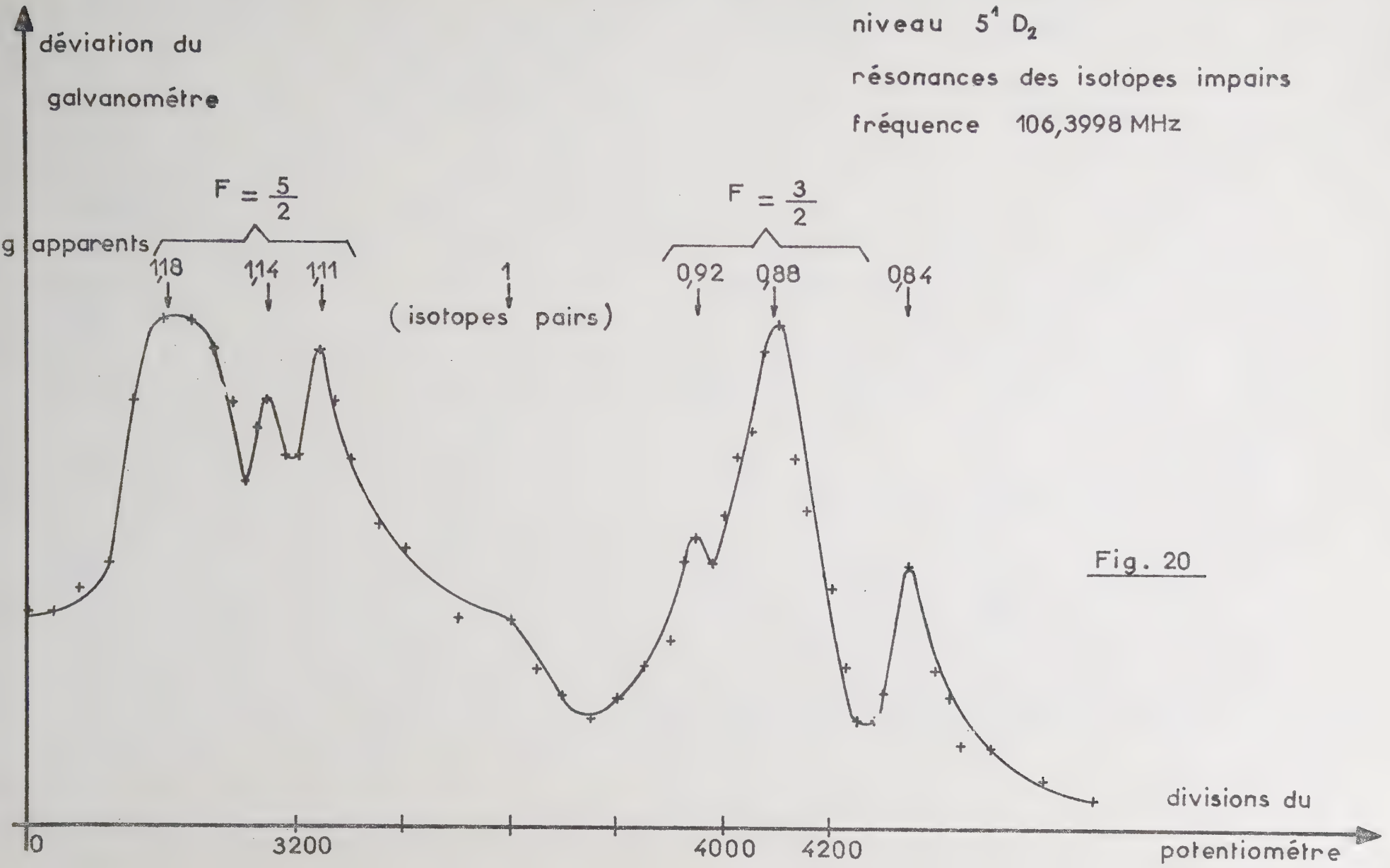

déviation du
galvanométre
niveau $5^1 D_2$
résonances des isotopes impairs
fréquence 106,3998 MHz
$F = \frac{5}{2}$
$F = \frac{3}{2}$
g apparents
1,18
1,14
1,11
1
(isotopes pairs)
0,92
0,88
0,84
0
3200
4000
4200
divisions du
potentiométre

Fig. 20

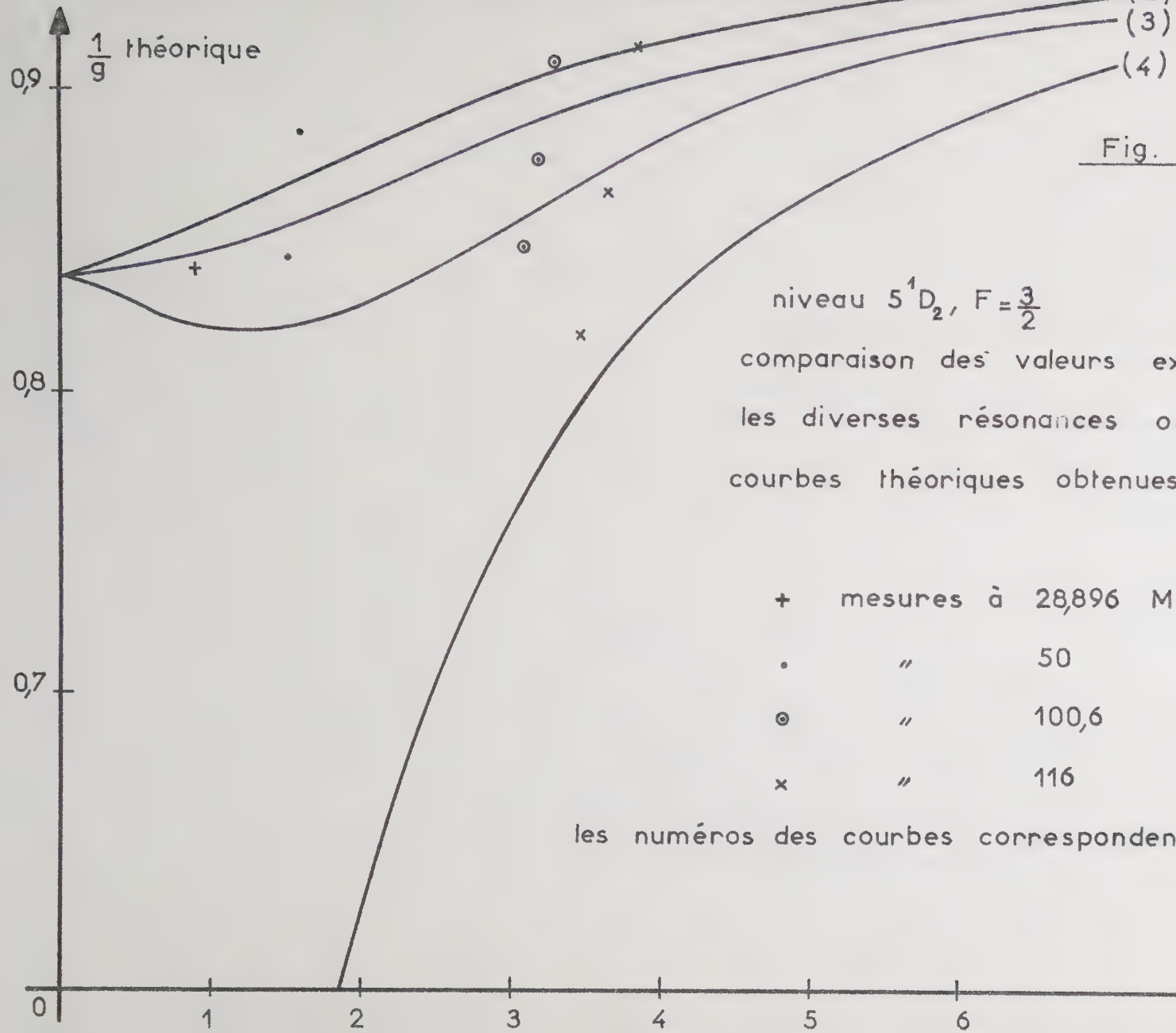


Fig. 21

niveau $5\,^1D_2$, $F = \frac{3}{2}$

comparaison des valeurs expérimentales de $\frac{1}{g}$ pou
les diverses résonances observées avec les
courbes théoriques obtenues pour A = 25 MHz

$$x = \frac{\nu_0}{A}$$

+	mesures à	28,896	MHz
•	"	50	"
⊙	"	100,6	"
×	"	116	"

les numéros des courbes correspondent à ceux de la fig.19

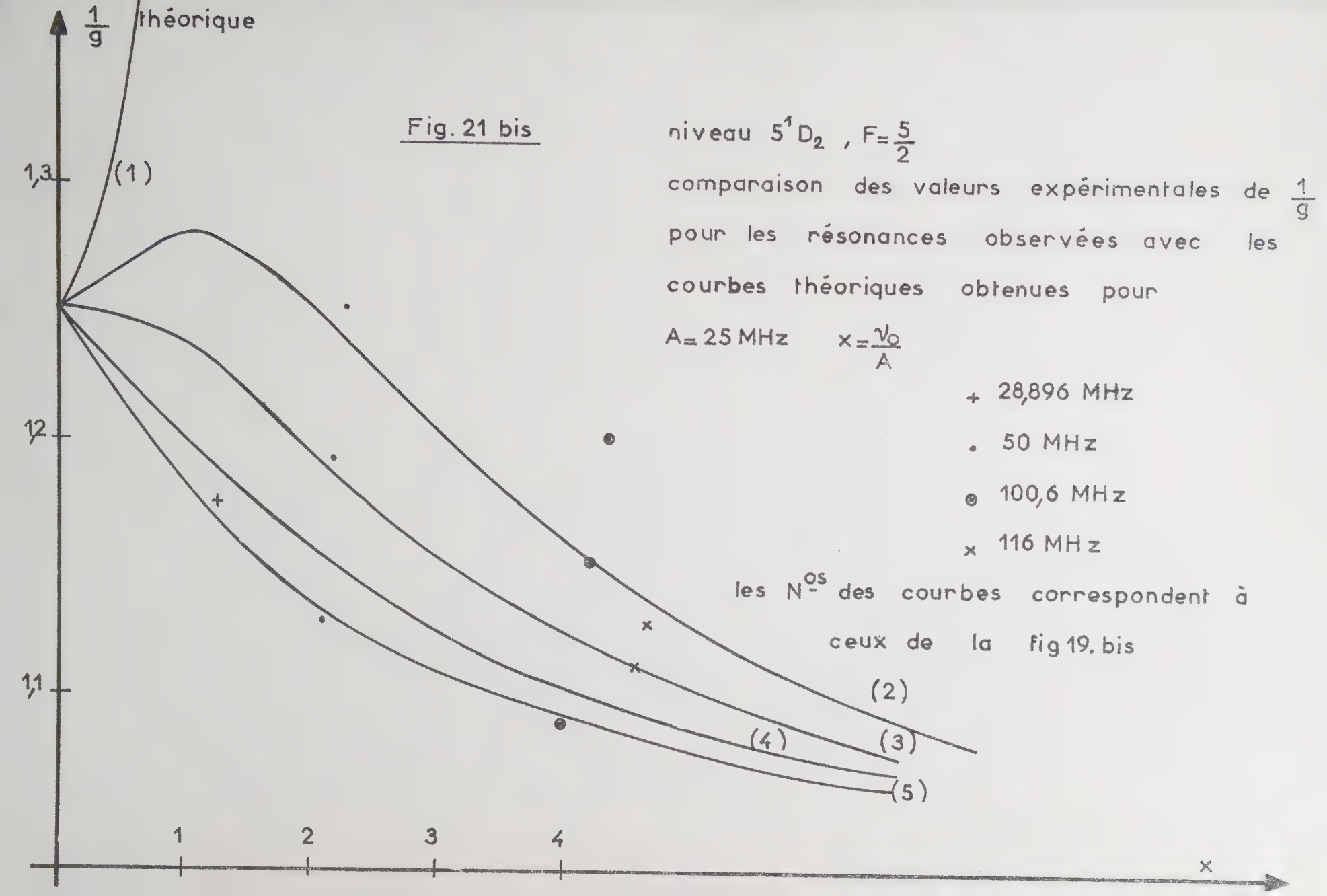


Fig. 21 bis

niveau 5^1D_2 , $F=\frac{5}{2}$

comparaison des valeurs expérimentales de $\frac{1}{g}$ pour les résonances observées avec les courbes théoriques obtenues pour

$A = 25$ MHz $\quad x = \frac{\nu_0}{A}$

+ 28,896 MHz

• 50 MHz

⊙ 100,6 MHz

× 116 MHz

les N^{os} des courbes correspondent à ceux de la fig 19. bis

donnent comme ordre de grandeur

$$A_{(5^1D_2)} = 25 \pm 10 \text{ MHz}$$

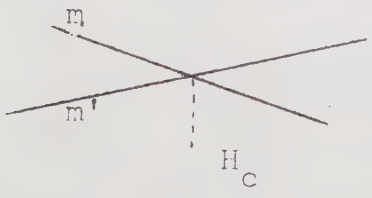
Etant donné le caractère approximatif du calcul théorique des coefficients et le peu de précision des mesures, l'accord théorie expérience est aussi satisfaisant que ce que l'on pourrait attendre. Notons cependant que nous n'avons aucun moyen de contrôler le signe de A.

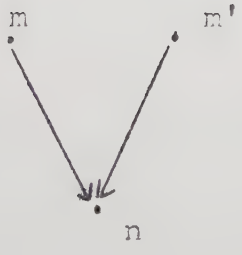
C - Méthode du croisement de niveaux.

a/ Principe.

Le principe de la méthode est dû à COLEGROVE FRANKEN et alli (30).

Supposons que dans un niveau excité, 2 sous-niveaux m et m' soient accidentellement dégénérés pour une valeur H_c du champ statique ; supposons aussi que de chacun de ces sous-niveaux une transition optique soit possible vers un sous-niveau n d'un niveau moins excité





On peut montrer que si on fait varier le champ magnétique statique, lors du "croisement de niveaux" pour $H = H_c$ l'intensité lumineuse émise par les atomes excités varie suivant une loi analogue à celle d'une résonance, la largeur en fréquence de la résonance étant la somme

des inverses des durées de vie des sous-niveaux excités. Cette résonance n'apparaît que s'il y a création lors de l'excitation de "cohérence hertzienne" (31), entre les 2 sous-niveaux excités. Autrement dit, l'atome doit avoir aussitôt après l'excitation une fonction d'onde qui soit une superposition avec des coefficients bien déterminés des fonctions d'onde des états m et m'.

Or deux sous-niveaux de même nombre quantique magnétique dans un niveau de parité donnée ne peuvent se croiser. Pour observer des croisements de niveaux entre sous-niveaux Zeeman hyperfins il faut obtenir une superposition cohérente de niveaux de nombres quantiques magnétiques m différents, donc un état dans lequel l'atome n'a pas une projection de moment cinétique bien déterminée sur l'axe Oz parallèle au champ statique $\vec{H}_o$. Or le bombardement électronique porte les atomes dans des niveaux de nombre quantique magnétique bien déterminé par rapport à la direction du jet d'électrons. Il faudra donc que le jet d'électrons ne soit pas parallèle au champ statique $\vec{H}_o$; pratiquement, le plus commode sera de le prendre perpendiculaire à $\vec{H}_o$.

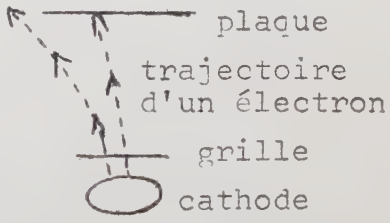
b/ Mise en oeuvre.

1°) Nous avons gardé les mêmes bobines de champ statique mais tourné le four, la cellule et par conséquent le jet d'électrons de 90° autour de l'axe horizontal perpendiculaire au champ magnétique , axe suivant lequel on détecte la lumière émise par les atomes excités. On observe donc les raies émises d'un côté de la cellule avec la polarisation Π, de l'autre avec

la polarisation σ. Comme nous observons perpendiculairement au champ statique $\vec{H}_o$, seule la lumière σ varie lors du croisement de niveaux. En effet la lumière Π ne pourrait varier que lors de croisements de niveaux de même m, impossibles à l'intérieur d'un niveau excité de J déterminé, de parité donnée. L'observation de la lumière σ permettra d'observer les croisements de niveaux entre sous-niveaux m et m' tels que $m' - m = \pm 1$

2°) Pratiquement l'étude des croisements de niveaux sur des niveaux excités par bombardement électronique s'est révélée difficile dans le cas du cadmium. En effet, quand le jet d'électrons est lancé perpendiculairement au champ magnétique statique $\vec{H}_o$ les trajectoires des électrons dans la zone équipotentielle d'observation entre la grille et la plaque de la cellule sont des cercles de rayon

$$R = \frac{mv}{\mu_o e H_o} = \frac{\sqrt{2Vm}}{\mu_o H_o \sqrt{e}}$$



m = masse de l'électron
e = charge de l'électron
v = vitesse des électrons
V potentiel accélérateur

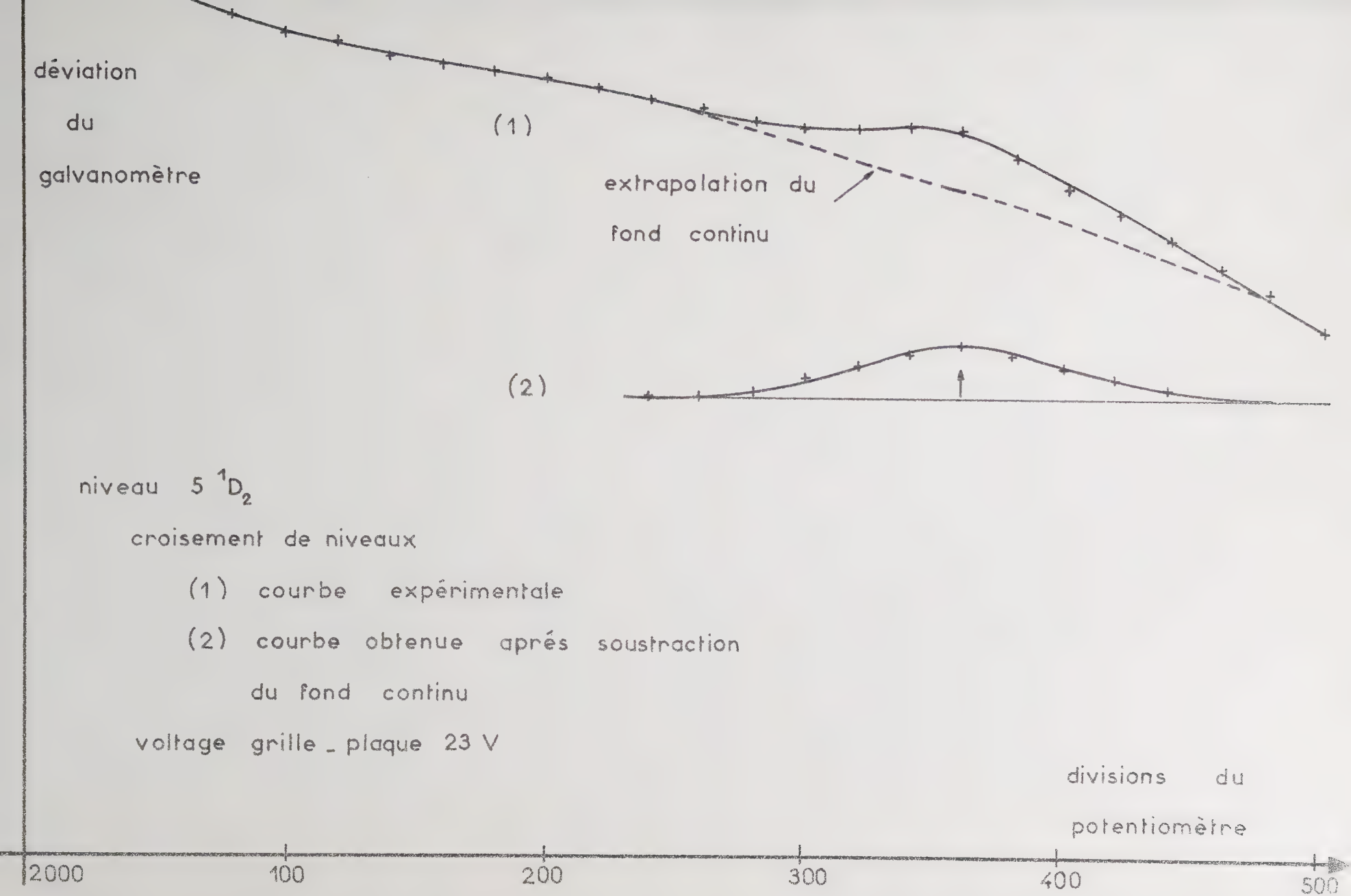
Pour un champ de 20 gauss par exemple et un potentiel accélérateur de 20 volts on trouve R ≈ 1 mm
Si on fait croître le champ H_o, on observe une variation brusque du signal optique émis par la cellule lorsque H_o atteint une valeur H_m. H_m croît lorsque le potentiel

accélérateur des électrons croît $H_o = H_m$ doit correspondre à une courbure des trajectoires électroniques trop grande pour que les électrons atteignent la plaque. Pour $H_o > H_m$, le signal optique varie si rapidement en fonction de H_o qu'il est alors impossible de chercher une résonance.

Pour les raies 6438 Å ($5^1P_1 - 5^1D_2$) et 4662 Å ($5^1P_1 - 6^1D_2$) sur lesquelles nous avons cherché les résonances de croisements de niveaux dans les niveaux 5^1D_2 et 6^1D_2 le maximum de polarisation a lieu pour un potentiel accélérateur des électrons de l'ordre de V = 15 volts. Le diagramme Zeeman des niveaux $^1D_2$ montre qu'avec la structure hyperfine mesurée précédemment, on doit s'attendre à un premier croisement de niveaux vers H_o = 25 gauss. Mais pour V = 15 volts, avec la cellule utilisée, H_m est de l'ordre de 20 gauss et nous n'avons rien pu observer pour $H_o > H_m$. Nous avons donc dû opérer avec un voltage accélérateur nettement plus élevé de l'ordre de 25 volts, mais alors la raie observée est beaucoup moins polarisée et le signal de résonance très faible.

c/ Résultats.

Sur la raie 4662 Å ($5^1P_1 - 6^1D_2$) nous avons observé un seul signal de résonance très faible, avec un rapport signal sur bruit de l'ordre de 2 à 3,(fig. 22) pour H_o = 23,6 gauss. Nous pensons que ce signal correspond au premier des croisements de niveaux qui se produit pour x = 1,26, ce qui donne une constante de



niveau 5 $^1D_2$

croisement de niveaux

(1) courbe expérimentale

(2) courbe obtenue aprés soustraction du fond continu

voltage grille _ plaque 23 V

structure hyperfine

$$A_{(5^1D_2)} = 26,5 \pm 1,0 \text{ MHz}$$

en bon accord avec les mesures précédentes. Mais nous n'avons pu observer les deux autres croisements, qui se produisent à des champs plus élevés, pour la raison indiquée ci-dessus. Nous ne considérons donc cette mesure que comme une vérification des mesures par résonance magnétique bien que sa précision soit meilleure. En effet, nous ne sommes pas absolument certains que le signal observé soit bien le signal cherché et ne corresponde pas à une dérive reproductible des signaux optiques.

Sur la raie 6438 Å ($5^1P_1 - 5^1D_2$) nous n'avons observé aucun signal, ce qui n'est pas surprenant, le rapport signal sur bruit étant toujours plus mauvais sur cette raie.

2°) Niveau $a^2D_{5/2}$ ($4d^9$, $5s^2$) de l'ion cadmium Cd^+

L'ion Cd^+ dans la configuration ($4d^9$, $5s^2$) a une couche 4d à laquelle il manque un électron et une couche 5s complète.

A - Etude théorique.

a/ On traite ce cas comme celui d'un atome à un seul électron périphérique (configuration d'un alcalin), mais les signes de certaines grandeurs sont changées par rapport au cas d'un électron. Un calcul théorique de la constante de structure hyperfine est possible pour ce niveau.

La constante A de l'interaction $A\ \vec{I}.\vec{J}$ de la structure hyperfine est donnée pour un atome à un électron de nombres quantiques l et j par (28)

$$A_j = a_{n,l} \frac{l(l+1)}{j(j+1)} F_r (j, Z_i) (1 - \delta) (1 - \varepsilon)$$

avec

$$a_{nl} = \kappa_m \times 2\mu_B^2 \frac{\bar{l}}{r^3} g'_I$$

et

$$\frac{\bar{l}}{r^3} = \frac{1}{\kappa_m} \frac{\delta W_o}{2\mu_B^2 (l + \frac{1}{2}) Z_i H_r (l, Z_i)}$$

(les notations sont les mêmes qu'au § V 1) A).
$Z_i = Z - 11$ pour un électron d. δ et ε sont des corrections relativistes très voisines de 0 pour un électron ou un trou d- δW_o est la séparation de structure fine ($^2D_{3/2} - {}^2D_{5/2}$)

($\delta W_o = 5634,75\ cm^{-1}$)

Pour le niveau $^2D_{5/2}$: $l = 2$
: $j = \frac{5}{2}$

d'où : $A_j \simeq 840$ MHz
Dans le cas du niveau $^2D_{5/2}$, la largeur naturelle est de l'ordre de 0,4 MHz, donc très inférieure à la séparation de structure hyperfine.

Il est toujours difficile de mesurer A, par une recherche des résonances $\Delta F = 1$ en champ nul ou très faible. D'autre part, les croisements de niveaux ne se produisent qu'à des champs trop élevés pour que nous puissions les observer expérimentalement. Mais les résonances $\Delta F = 0$ s'écartent les unes des autres

de façon appréciable par rapport à leur largeur et il est possible de les séparer pour des champs magnétiques relativement faibles.

b/ Etude du découplage.

Le niveau $^2D_{5/2}$ est décomposé en champ nul en 2 sous-niveaux hyperfins, F = 3 et F = 2, et les niveaux d'énergie sont calculés en fonction du paramètre $x = \frac{\nu_o}{A}$ comme pour les niveaux $^1D_2$. Pour x petit, on obtient

$$E = A \left| \frac{5}{4} + \frac{5Mx}{6} + \frac{x^2}{12} - \frac{M^2x^2}{108} \right|$$

pour les sous-niveaux F = 3, M variant de (- 3) à (+ 3) et

$$E = A \left| -\frac{7}{4} + \frac{7\,Mx}{6} - \frac{x^2}{12} + \frac{M^2x^2}{108} \right|$$

pour les sous-niveaux F = 2, M variant de (- 2) à (+ 2)

B - Etude expérimentale.

Nous ne disposons que d'un champ statique de 100 gauss au maximum, correspondant à des valeurs de

$x = g_J \frac{\mu_o H_o}{A}$ de 0,2 environ.

Avec la valeur théorique prévue pour A on peut prévoir que les raies $\Delta F = 0$ du niveau F = 3 (de facteur de Landé 1) sont alors complètement résolues, tandis que celles du niveau F = 2 (de facteur de Landé $g_F = 1,4$) sont seulement élargies, les différentes raies se recouvrant partiellement.

On observe effectivement (fig. 23), à la fréquence 137 MHz, une raie de largeur 1,1 MHz (largeur naturelle 0,4 MHz) au facteur de Landé $g_F = 1,4$ et 2 raies (R) bien résolues, symétriques autour d'une position correspondant au facteur de Landé $g_F = 1$. On ne sait pas a priori auxquelles des 6 résonances $\Delta F = 0$ du niveau $F = 3$ attribuer ces 2 raies (R). On peut lever cette incertitude par comparaison des 3 résultats qu'on peut en déduire pour A, avec la valeur théorique d'une part et d'autre part avec les résultats des mesures optiques de KUHN et RAMSDEN (32).

La distance ΔH_o à fréquence fixe ν de 2 raies $m \rightleftharpoons (m + 1)$ et $(- m) \rightleftharpoons (- m + 1)$ dans le niveau $F = 3$ est donnée d'après les équations des courbes de découplage par :

$$\frac{\Delta H_o}{H_o} = \frac{\Delta x}{x} = K \frac{\nu}{A}$$

avec

$$K = \frac{2}{15} \text{ pour } m = \pm 2$$

$$K = \frac{2}{25} \text{ pour } m = \pm 1$$

$$K = \frac{2}{75} \text{ pour } m = 0$$

La valeur expérimentale de la séparation ΔH_o des 2 raies observées donne donc 3 valeurs possibles pour A : A = 1260 MHz si les raies sont attribuées aux résonances

$m = \pm 2 \rightleftharpoons m = \pm 3$

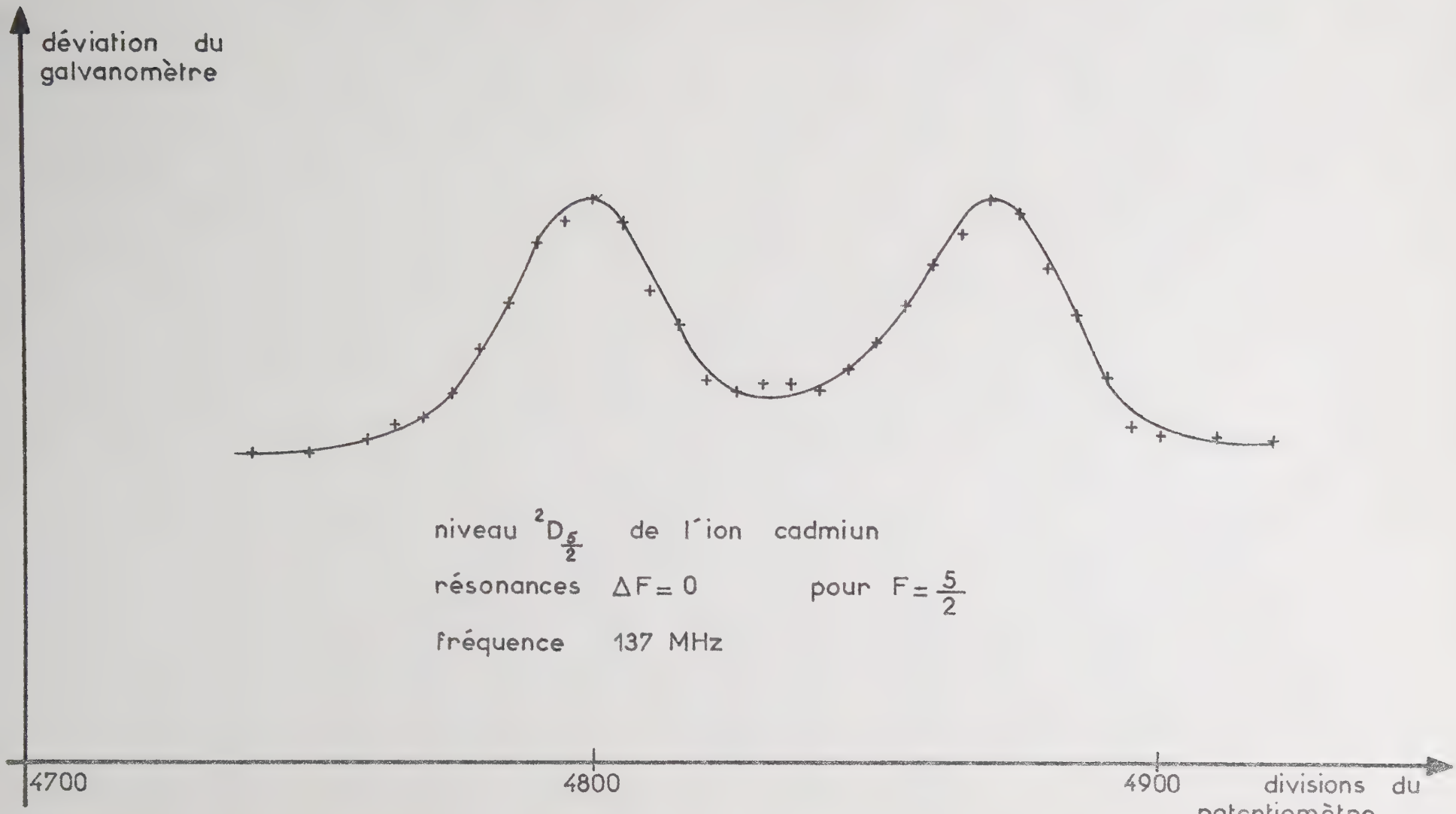

déviation du galvanomètre
niveau $^2D_{\frac{5}{2}}$ de l'ion cadmiun
résonances $\Delta F = 0$ pour $F = \frac{5}{2}$
fréquence 137 MHz
4700
4800
4900
divisions du potentiomètre

Fig. 23

A = 756 MHz pour $m = \pm 1 \rightleftharpoons m = \pm 2$

A = 252 MHz pour $m = 0 \rightleftharpoons m = \pm 1$

La possibilité A = 252 MHz est de toutes façons à éliminer, car alors les résonances $\Delta F = 0$ dans le niveau F = 2 seraient également résolues.

KUHN et RAMSDEN donnent (32) A = 820 ± 70 MHz

Nous sommes donc conduits à adopter la valeur

A = 756 ± 30 MHz

en accord raisonnable avec la valeur théorique (840 MHz).

3°) Cas des autres niveaux.

A - Niveau 5^3P_1.

La structure hyperfine de ce niveau a déjà été déterminée (29) avec une précision très supérieure à celle que nous pouvons obtenir avec l'équipement dont nous disposons. Nous n'avons donc fait aucune mesure.

B - Autres niveaux.

Pour les niveaux 5^3F_4 de l'atome et $(4d^9, 5s^2)a^2D_{3/2}$ de l'ion Cd^+ le rapport signal sur bruit est déjà faible dans le cas des isotopes pairs. Nous n'avons observé aucune résonance dans le cas des isotopes impairs, pour lesquels le taux de polarisation des raies optiques est plus faible, le nombre de sous-niveaux Zeeman plus grand, et le rapport signal sur bruit toujours inférieur à celui que l'on obtient pour les isotopes pairs.

DEUXIEME PARTIE

ETUDE DES ATOMES METASTABLES 5^3P_2.

I - ETUDE PAR RESONANCE MAGNETIQUE.

1 - Principe.

Le principe de la méthode est dû à DEHMELT (32). Le niveau 6^3P_2 du mercure a été étudié ainsi par DEHMELT (33) puis par BAUMANN (34). Lorsqu'on bombarde les atomes de cadmium par des électrons de faible énergie dans un champ statique $\vec{H}_o$ on obtient des atomes métastables alignés dans le niveau 5^3P_2. Si on fait traverser la cellule par un faisceau lumineux émis par une lampe à cadmium et contenant la raie 5085 Å ($5^3P_2 - 6^3S_1$), cette raie est absorbée par les atomes métastables 5^3P_2 de la cellule et les coefficients d'absorption sont différents pour la lumière π et la lumière σ si les atomes sont alignés.

Si un champ de radiofréquence $\vec{H}_1$ perpendiculaire au champ statique $\vec{H}_o$, et de fréquence convenable, induit des transitions entre les sous-niveaux Zeeman du niveau 5^3P_2 et tend à égaliser leurs populations, les coefficients d'absorption de la lumière π et de la lumière σ tendent vers l'égalité. On pourra donc détecter la résonance magnétique par la variation de l'absorption de la lumière.

Le pointé de la résonance et la mesure de sa largeur permettent de déterminer le facteur de Landé g

du niveau 5^3P_2 et la durée de cohérence τ des atomes métastables.

2 - Appareillage.

Le dispositif expérimental est représenté dans la fig. 24.La cellule à bombardement électronique est la même que dans les expériences sur les niveaux non métastables. Dans ces expériences pour obtenir une densité d'atomes métastables et donc une absorption suffisante, le débit de la cathode est de l'ordre de 50 à 60 mA. La tension d'accélération optimum des électrons est de 13 v.

Le coefficient d'absorption de la vapeur de cadmium pour la raie 5085 Å lorsque l'on produit les atomes métastables par bombardement électronique varie de quelques 10^{-2} à 40×10^{-2} dans le domaine de pression de vapeur de cadmium exploré. Le signal de résonance magnétique se traduit par une variation de quelques % de cette absorption et représente donc au plus une variation de quelques millièmes du flux lumineux reçu par le photomultiplicateur. Si on observe directement en continu la résonance, par mesure de ce flux et de sa variation à l'aide d'un galvanomètre, le rapport signal sur bruit est de 1 à 2. Or, le flux lumineux qui atteint la photocathode est grand puisque le photomultiplicateur reçoit directement la lumière émise par une lampe qui peut être très brillante et le bruit SCHOTTKY est très faible devant le bruit qui résulte des instabilités dues à la source lumineuse, dont le spectre de bruit est surtout important aux très basses

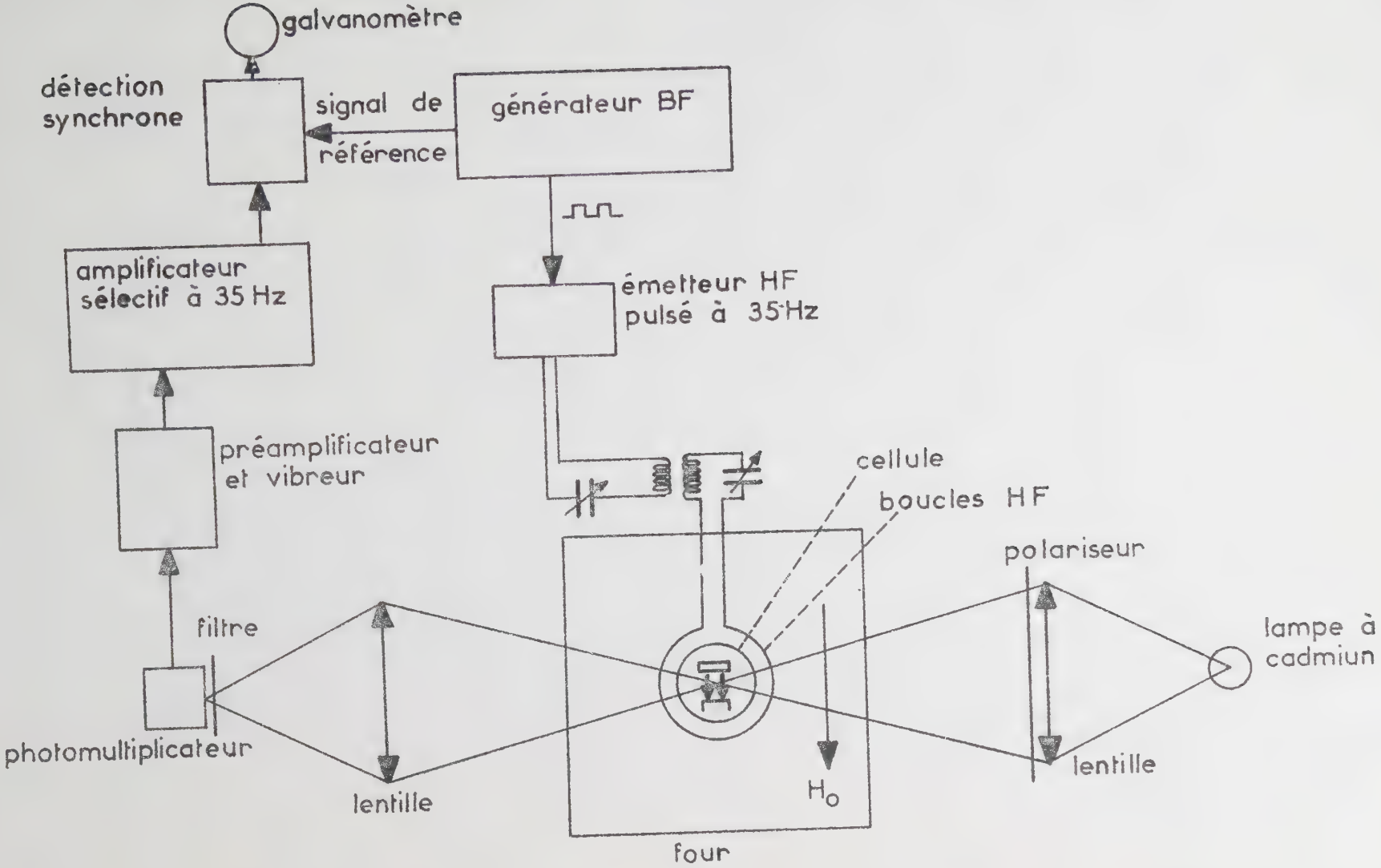

galvanomètre
détection synchrone
signal de référence
générateur BF
amplificateur sélectif à 35 Hz
émetteur HF pulsé à 35 Hz
préamplificateur et vibreur
cellule
boucles HF
polariseur
filtre
lampe à cadmiun
photomultiplicateur
lentille
H_o
lentille
four

Fig. 24

fréquences. On peut améliorer considérablement le rapport signal sur bruit en modulant à une fréquence de quelques dizaines de Hz le signal de résonance magnétique par modulation de la puissance H.F. et en l'observant par amplification sélective et détection synchrone. A bande passante égale du dispositif de détection, le bruit Schottky est le même, mais le bruit dû à la source lumineuse est beaucoup moins important qu'en détection continue, c'est-à-dire au voisinage de la fréquence zéro.

A - Sources lumineuses.

Le faisceau de détection est fourni par une lampe spectrale à cadmium Osram. Si on alimente cette lampe par la tension alternative 50 périodes du secteur, la lumière émise est entièrement modulée à 100 périodes ; la modulation à 100 % du courant photoélectrique qui en résulte sature le dispositif d'amplification sélective et on ne peut plus observer la très faible modulation due à la résonance magnétique. Nous avons employé successivement deux procédés pour éliminer cette modulation parasite.

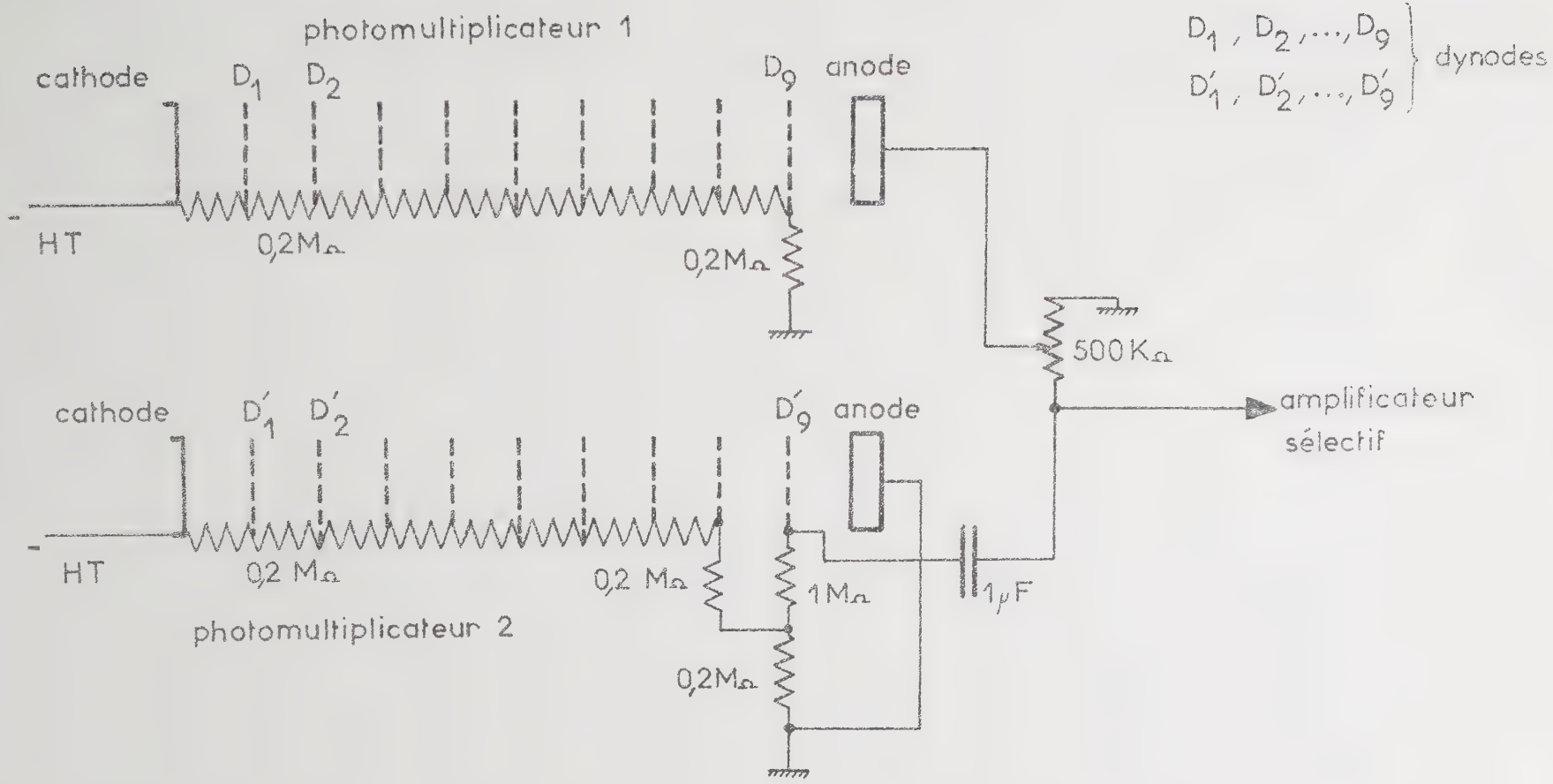
a/ Dispositif A.

On excite la lampe par un émetteur haute fréquence fournissant environ 20 watts à 100 MHz. L'oscillation est provoquée par couplage entre les selfs de plaque et de grille d'une lampe 829 B. La source lumineuse est placée dans le solenoïde servant de self de plaque ; on filtre la raie 5085 Å dans

la lumière émise avec un filtre Schott OG 5 et on la polarise avec un vecteur électrique parallèle au champ magnétique $\vec{H}_o$.

b/ Dispositif B.

La lampe est alimentée par la tension 50 périodes du secteur. Le faisceau lumineux est envoyé, après avoir traversé le filtre OG 5 et la cellule, sur un diviseur de faisceau D formé de 2 prismes à section rectangulaire collés sur leur face hypoténuse qui est argentée. Ce diviseur envoie la moitié du faisceau sur un photomultiplicateur 1 devant lequel on a placé un polariseur laissant passer la lumière π, l'autre moitié sur un photomultiplicateur 2 devant lequel on a placé un polariseur laissant passer la lumière σ. La sortie du photomultiplicateur 1 se fait classiquement sur l'anode mais celle du photomultiplicateur 2 se fait sur la dernière dynode d'après le procédé décrit par SALLIOT (13) (fig. 25) le signal y est en opposition de phase avec le signal sur l'anode. On peut donc retrancher les modulations à 100 Hz des courants de sortie des 2 photomultiplicateurs, après équilibrage sur un potentiomètre P_o, à l'entrée de l'amplificateur sélectif. En l'absence de résonance magnétique il n'y a aucun signal à l'entrée car les modulations à 100 Hz se retranchent. A la résonance, l'absorption de la lumière π diminue donc le flux lumineux π augmente, et au contraire le flux lumineux σ diminue. Si on module ce signal de résonance magnétique, il apparaît donc en opposition de phase au niveau des 2 photocathodes.



dispositif de soustraction des signaux

Fig.25

Mais grâce à l'inversion de phase due à la sortie sur dynode, les 2 signaux s'ajoutent à l'entrée de l'amplificateur sélectif.

En principe cette méthode devrait permettre d'éliminer toute modulation 100 périodes des signaux optiques et même d'annuler grâce au procédé de soustraction le bruit dû aux instabilités de la lampe si les signaux I_π et I_σ que l'on oppose à l'entrée de l'amplificateur avaient rigoureusement la même forme (fig. 26). Mais pour qu'il en soit ainsi le réglage optique doit être très soigné, sinon les 2 photomultiplicateurs n'observent pas exactement la même partie de la source lumineuse et la forme de la modulation à 100 Hz dépend de la région de la source observée. D'autre part, pour les mesures de facteur de Landé, il faut pouvoir passer rapidement de la détermination de la position de la résonance du niveau 5^3P_2 à celle de la résonance du niveau 5^3P_1 qui sert de référence, pour faire des mesures croisées. Chaque fois il faut donc enlever le diviseur de faisceau, opaque pour la raie 3261 Å ($5^3P_1 - 5^1S_o$), et changer les réglages optiques, ce qui complique beaucoup les mesures.

B - Détection des signaux.

a/ Hachage de la radiofréquence.

Nous voulions obtenir un signal de résonance magnétique "haché" en ondes carrées à 35 périodes pour ne pas déformer les raies de résonance magnétique, le choix de la fréquence de 35 Hz étant dû à ce qu'elle est assez éloignée de 0 et de 50 périodes. Un générateur

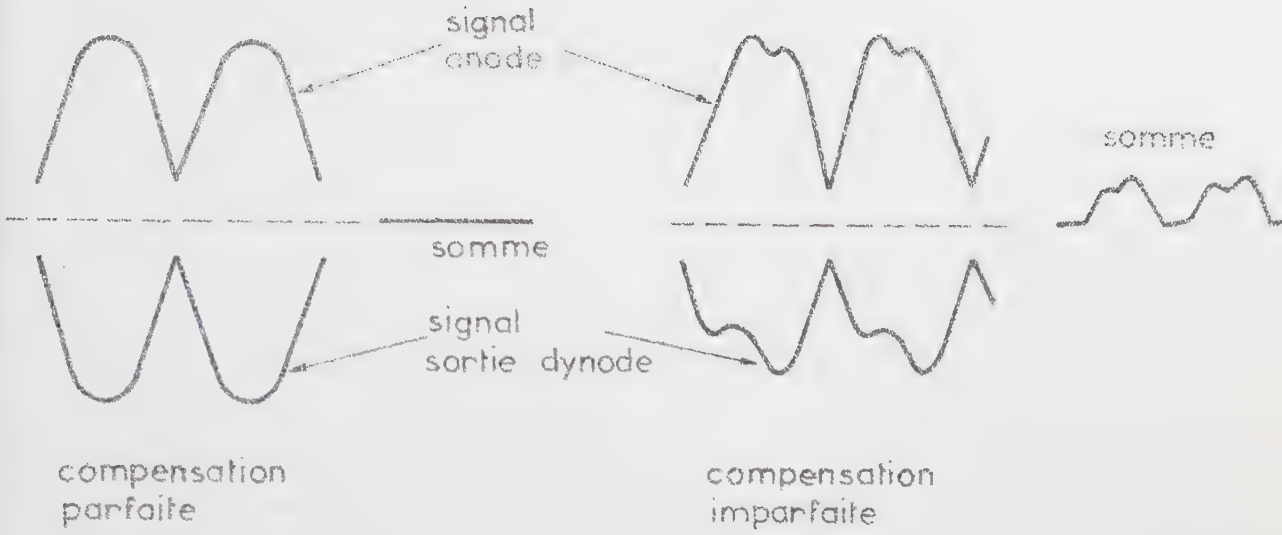

signal
anode
somme
somme
signal
sortie dynode
compensation
parfaite
compensation
imparfaite

Fig. 26

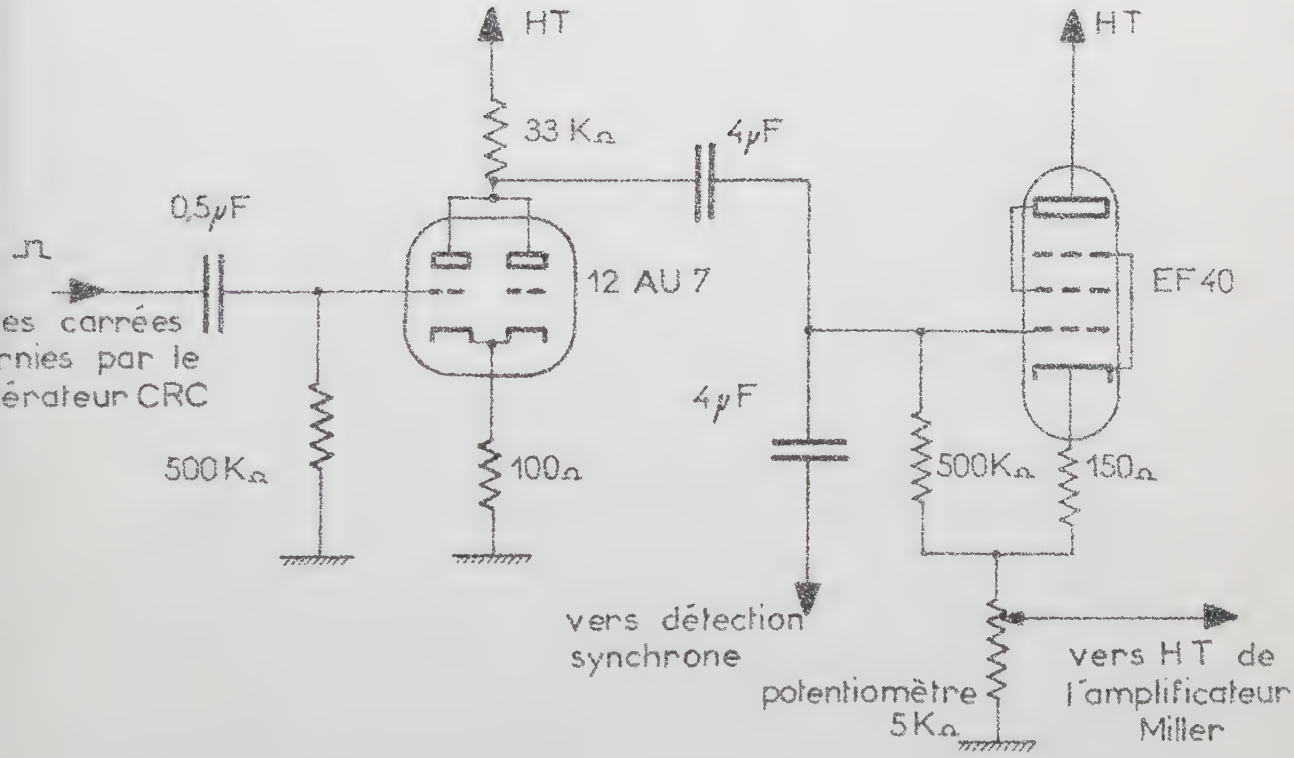

HT
33 Kn
4µF
0,5µF
12 AU 7
HT
EF40
es carrées
rnies par le
érateur CRC
500 Kn
100n
4µF
500Kn
150n
vers détection
synchrone
potentiomètre
5Kn
vers HT de
l'amplificateur
Miller

Fig. 27

basse fréquence CRC type GB 64 (Fig. 27) envoie des ondes carrées à 35 périodes sur la grille d'une lampe 12 AX 7 adaptatrice d'impédance à la suite de laquelle est placée une EF 184 amplificatrice. A la sortie de la EF 184 on obtient une tension hachée en ondes carrées, de niveau réglable entre 0 et 150 v, commandé par le potentiomètre de sortie P. La radiofréquence est fournie par un émetteur piloté par quartz suivi d'un amplificateur et on alimente cet amplificateur par la tension hachée à 35 périodes. On obtient ainsi une puissance de radiofréquence et par conséquent un signal de résonance magnétique "hachés" à 35 périodes.

Cette méthode n'est pratiquement utilisable que parce que la durée de cohérence du niveau (de l'ordre de 5×10^{-5} sec) est très courte devant la période de modulation, tout en étant assez longue pour que les puissances de radiofréquence utilisées soient très faibles ; lorsqu'on utilise des puissances plus élevées, il devient très difficile de blinder efficacement l'amplificateur sélectif contre la puissance HF hachée à 35 périodes et rayonnée.

b/ Réception du signal de résonance magnétique.

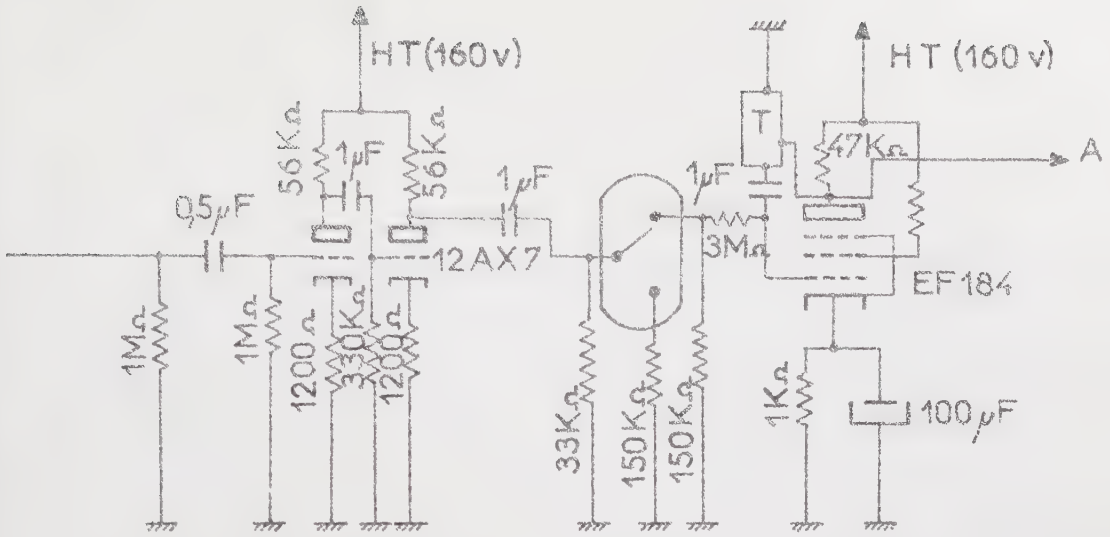
Le faisceau lumineux venant de la lampe est reçu par un ou deux photomultiplicateurs 1P 28. A la sortie de ces photomultiplicateurs nous avons donc un signal continu S_1 dû à la lampe et à la lumière émise par la cellule à bombardement électronique, éventuellement un signal S_2 de modulation à 100 Hz dû à une compensation imparfaite des signaux des deux photomultiplicateurs si la lampe est alimentée par le secteur, enfin le signal s

de résonance magnétique à 35 Hz que nous voulons détecter. Nous envoyons ces signaux à l'entrée de l'amplificateur. Les ordres de grandeur sont les suivants, pour une tension d'alimentation des photomultiplicateurs de 450v environ :

S_1 de l'ordre de 0,3 µA = 3.10^{-7}A
S_2 de l'ordre de $S_1 \times 10^{-2}$ = 3.10^{-9}A
s au maximum de l'ordre de $S_1 \times 5 \times 10^{-3}$ = $1,5.10^{-9}$A

S_1 est éliminé par le condensateur d'entrée de l'amplificateur.

S_2 (rendu le plus faible possible par compensation des 2 signaux sur le potentiomètre P_o) et s sont amplifiés par un premier étage E_1 à large bande, suivi d'un étage adaptateur d'impédance, permettant d'entrer avec une impédance convenable sur un vibreur (fig. 28). Ce vibreur est alimenté par une tension 50 périodes de phase réglable (fournie par la selsyn utilisée précédemment, voir 1ère partie § I 4). D'autre part, les filaments de chauffage de la cathode et le circuit de chauffage du four sont toujours alimentés en courant alternatif 50 Hz redressé à une alternance ; en réglant convenablement la phase de la selsyn, on peut ne relier l'étage E, à l'amplificateur sélectif et par conséquent n'observer les signaux S_2 et s que pendant les demi-périodes où le champ magnétique parasite créé par les courants de chauffage n'existe pas. Nous avons utilisé ce dispositif de préférence au dispositif utilisé précédemment (1ère partie § I-4). En effet, si on hachait en ondes carrées à 50 Hz la haute tension des photomultiplicateurs, tout le signal S_1 serait haché à 50 Hz ce qui saturerait l'amplificateur sélectif.



préamplificateur vibreur amplificateur sélectif

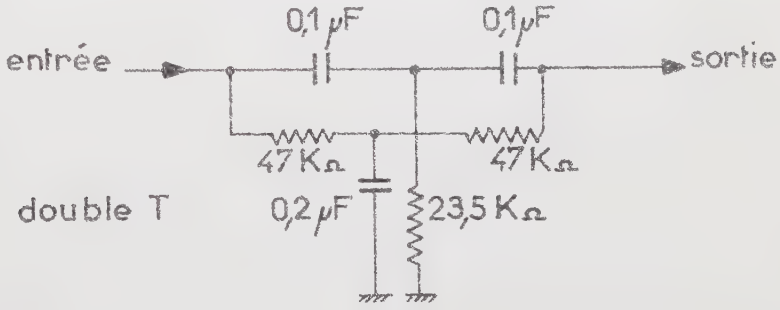
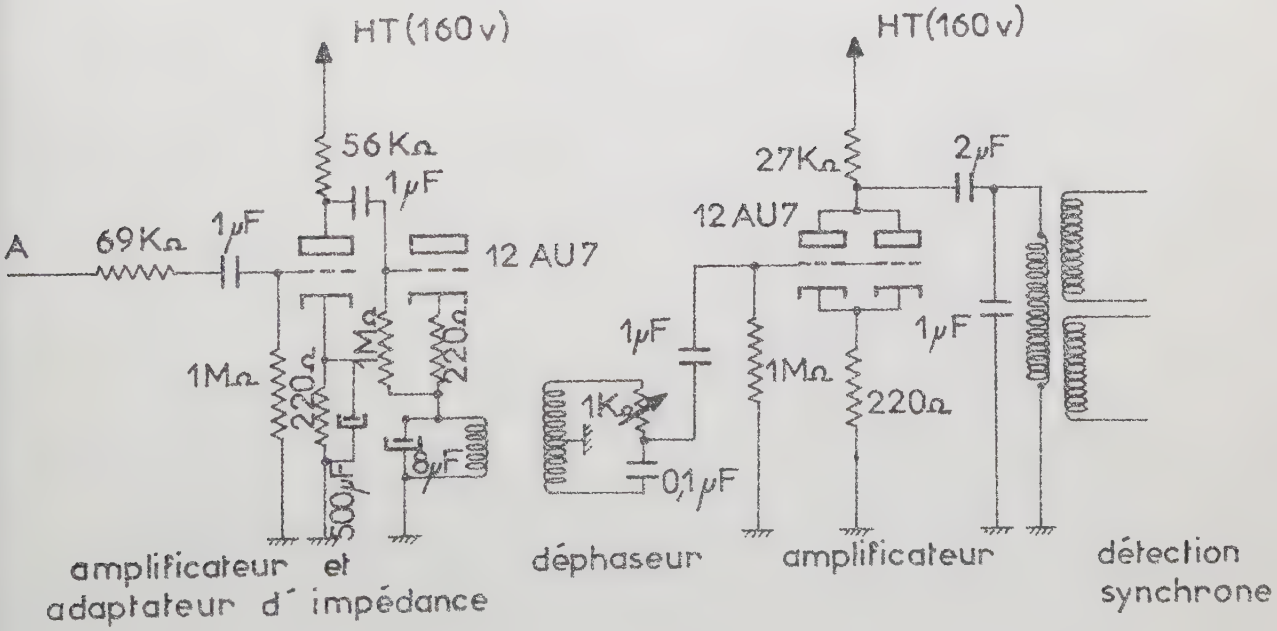


Fig. 28 double T



amplificateur et adaptateur d'impédance

déphaseur

amplificateur

détection synchrone

amplificateur sélectif et détection synchrone

A la sortie du vibreur, les signaux sont envoyés sur un amplificateur sélectif à 35 Hz (fig. 28). S_2 est ainsi éliminé et s après passage par un adapteur d'impédance, attaque une détection synchrone ; la tension de référence de la détection synchrone est fournie par le générateur CRC à 35 périodes mentionné ci-dessus.

Ce dispositif permet d'obtenir un rapport signal sur bruit de 10 à 30 sur la résonance du niveau 5^3P_2 suivant la grandeur du signal à l'entrée, de l'ordre de grandeur de ce que l'on pourrait attendre s'il n'existait que le bruit Schottky. Dans les mêmes conditions, le rapport signal sur bruit était de l'ordre de 50 à 100 sur la résonance du niveau 5^3P_1.

3 - Température de la cellule.

La détermination de la section de choc de dépolarisation des atomes 5^3P_2 lors des collisions avec les atomes à l'état fondamental nécessite la mesure de la durée de cohérence (ou temps de relaxation transversal τ) des atomes 5^3P_2 en fonction du nombre N d'atomes par cm^3 dans la cellule à bombardement électronique. N peut être déduit de la valeur de la pression de vapeur de cadmium dans la cellule, elle même déduite de la température du point le plus froid de la cellule. Tout contre le queusot de la cellule est placée la soudure d'un couple thermoélectrique BTE-CTE dont on connaît la courbe d'étalonnage. La valeur N se déduit des tables de pression de vapeur saturante du cadmium en fonction de la température (35) et de l'expression $p = N kT$ (k constante de Boltzmann, T température absolue).

Il nous a paru prudent d'autre part de vérifier que la pression de vapeur du cadmium dans la cellule est effectivement la pression de vapeur saturante et n'est pas altérée par la présence d'un "getter" au baryum, du métal des électrodes ou des oxydes et carbonates de la cathode. A cet effet nous avons mesuré l'absorption A_1 de la raie de résonance 3261 Å ($5^1S_o - 5^3P_1$) émise par une lampe OSA à cadmium, par une cuve à faces parallèles de longueur l_1, remplie de cadmium pur par distillation sous vide, en fonction de la température de cette cuve ; puis nous avons mesuré l'absorption A_2 de la même raie 3261 Å émise par la même lampe par la cellule à bombardement électronique d'épaisseur l_2, en fonction de la température de cette dernière. Si on trace les courbes donnant A_1 et A_2 en fonction de log N, et si N est bien la même fonction de la température dans les 2 cas on doit trouver 2 courbes se déduisant l'une de l'autre par une translation parallèle à l'axe des log N et de valeur $\log \frac{l_1}{l_2}$ (36).

L'expérience confirme bien ce résultat, aux erreurs de mesure près. Nous en concluons que le nombre d'atomes N par cm^3 dans la cellule à bombardement électronique est bien celui qui correspond à la pression de vapeur saturante et n'est pas modifié par les différents matériaux contenus dans la cellule.

4 - Résultats.

A - Facteur de Landé du niveau 5^3P_2.

a/ Nous avons procédé comme précédemment (1ère partie, § IV) par comparaison de

la position de la résonance du niveau 5^3P_2 avec celle du niveau 5^3P_1 dont nous connaissons le facteur de Landé. Certaines mesures ont été faites avec un seul photomultiplicateur (dispositif A), la lampe à cadmium étant alimentée en haute fréquence. Pendant les mesures sur le niveau 5^3P_1, la lampe reste allumée, mais masquée. En effet nous avons constaté que le champ de haute fréquence rayonné par l'émetteur qui alimente la lampe déplaçait la résonance du niveau 5^3P_1 (de 0,01 % environ). Les niveaux 5^3P_1 et 5^3P_2 ont à peu près le même facteur de Landé donc cet effet ne sera pas gênant si on prend soin de laisser toujours l'émetteur excitant la source lumineuse en fonctionnement et en position fixe. Ce résultat a été vérifié par les mesures effectuées avec la lampe alimentée en courant alternatif 50 Hz et le dispositif B à 2 photomultiplicateurs. D'autre part, pour éliminer l'influence possible du champ magnétique produit par le plasma d'électrons dans la cellule, nous avons vérifié que la position de la résonance magnétique du niveau 5^3P_2 restait la même pour des débits électroniques variant de 30 à 120 mA. Enfin, en raison des effets de diffusion multiple (ou résonance secondaire) sur la raie de résonance 3261 Å les inhomogénéités du champ statique pourraient jouer un rôle différent à des pressions de vapeur différentes. L'effet de moyenne ainsi obtenu ne serait alors pas le même pour les atomes 5^3P_2 et il serait incorrect d'étalonner le champ magnétique pour la résonance du niveau 5^3P_2 à l'aide de celle du niveau 5^3P_1. Nous avons vérifié que cet effet était négligeable en contrôlant que la position de la résonance du niveau 5^3P_1 était la même (aux erreurs près, de l'ordre de 10^{-4}) à diverses

pressions de vapeur du cadmium (N variant d'un facteur 4, de $0,5 \times 10^{-14}$ à 2×10^{-14} atomes/cm^3).

b/ Plusieurs mesures croisées à la fréquence de 50 MHz donnent

$$\frac{g\ (^3P_2)}{g\ (^3P_1)} = 1,00057$$

Soit en prenant $g\ (^3P_1) = 1,49985 \pm 0,00001$ (valeur obtenue par THADDENS et NOVICK (14)

$$g(^3P_2) = 1,5007 \pm 0,0001$$

La largeur des raies du niveau 5^3P_1 est de 150 kHz environ, celle des raies du niveau 5^3P_2 est de 20 kHz environ.

Dans les meilleures conditions le rapport signal sur bruit obtenu permet d'espérer une précision du pointé des raies de l'ordre de 2 à 3 kHz soit quelques 10^{-5} en valeur relative à 50 MHz. La précision est donc en fait limitée surtout par la précision de l'étalonnage du potentiomètre LEEDS NORTHRUP qui sert à mesurer le courant magnétisant et par les diverses causes d'erreur plus ou moins aléatoires (variation des champs magnétiques créés par d'autres appareils, variation de la température et des effets de dilatation des bobines créant le champ $\vec{H}_o$, etcc...).

c/ Comparaison avec la théorie.

Si on calcule le facteur de Landé du niveau 5^3P_2 en couplage $(\vec{L}.\vec{S}.)$ pur en tenant compte du moment magnétique anormal de l'électron on trouve :

$$g_{th} = 1,50116$$

On peut améliorer ce calcul en tenant compte des corrections diamagnétique et de relativité calculées par la méthode d'ABRAGAM et VAN VLECK (2) en prenant comme fonctions d'onde les fonctions analytiques de SLATER (37), on obtient alors :

$$g_{th} = 1,50104$$

valeur encore sensiblement plus élevée que notre résultat. Nous ne voyons pas la raison de ce désaccord.

Il est probable que le calcul de ces corrections à partir des fonctions d'onde de SLATER est beaucoup trop approché. En effet il fait intervenir les quantités $\overline{T}_s$ et $\overline{T}_p$, énergies cinétiques moyennes des électrons s et p. Or les fonctions d'onde de SLATER ne s'annulent jamais contrairement au comportement certain de la fonction d'onde réelle, donc les valeurs réelles de $\overline{T}_s$ et $\overline{T}_p$, qui dépendent des dérivées de la fonction d'onde, sont certainement plus grandes que les valeurs calculées à partir des fonctions d'onde de SLATER.

Pour avoir un ordre de grandeur des corrections, il est plus valable de calculer un ordre de grandeur de $\overline{T}_s$ et $\overline{T}_p$ à partir du facteur de Landé du niveau 5^3P_1 (voir appendice 1). On trouve que dans le cas du niveau 5^3P_1, les corrections doivent être

$$\Delta g_1 = \frac{1}{3} \frac{1}{mc^2} (\overline{T}_s + 3\overline{T}_p)$$

or $g_{1\ \text{théorique}} = 1,5 + 210 \times 10^{-6}$

$g'_{1\ \text{expérimental}} = 1,5 - 150 \times 10^{-6}$ $\quad \Delta g'_1 = - 360 \times 10^{-6}$

soit $\frac{1}{mc^2}\left[\frac{\overline{T}_s}{3} + \overline{T}_p\right] \simeq - 360.10^{-6}$

Dans le cas du niveau 5^3P_2, les corrections doivent être

$$\Delta g_2 = \frac{1}{mc^2}\left[\frac{\overline{T}_s}{3} + \frac{4}{5}\overline{T}_p\right] = \Delta g_1 - \frac{1}{mc^2}\,\frac{\overline{T}_p}{5}$$

donc si on admet que $\overline{T}_s$ et $\overline{T}_p$ sont du même ordre de grandeur, ce qui semble raisonnable, à peu près du même ordre de grandeur que Δg_1 ce qui concorde avec le résultat de nos expériences puisque nous trouvons

g_2 théorique = 1,50116

g_2' expérimental = 1,5007

$$\Delta g_2 = - 460 \times 10^{-6} \quad (\pm\ 100 \times 10^{-6})$$

il serait intéressant de pouvoir calculer $\overline{T}_s$ et $\overline{T}_p$ d'une manière plus précise à l'aide de fonctions d'onde plus approchées que celles de SLATER, mais nous ne connaissons pas de calcul de "champ self-consistant" pour le cadmium.

Remarque : La structure hyperfine du niveau 5^3P_2 a été déjà mesurée avec une précision que nous ne pouvons atteindre (38) aussi n'avons-nous tenté aucune mesure sur les isotopes impairs.

B - Durée de cohérence - section de choc 5^3P_2 - 5^1S_0.

Nous avons déterminé la largeur limite des raies de résonance magnétique extrapolée pour une puissance de radiofréquence nulle et par conséquent la durée de cohérence τ du niveau 5^3P_2 en fonction de la température T de la cellule, donc du nombre N d'atomes par cm^3.

a/ Etude théorique.

En l'absence de gaz étranger dans la cellule, la durée de cohérence τ des métastables est limitée par deux effets : les collisions des atomes métastables de cadmium contre les parois et électrodes de la cellule d'une part et les collisions des atomes métastables contre d'autres atomes de cadmium d'autre part ; lorsque la densité des atomes de cadmium est faible, le premier effet est prédominant. D'autre part, le nombre d'atomes de cadmium excités est faible et on peut négliger les collisions des atomes 5^3P_2 contre d'autres atomes de cadmium excités.

$\frac{1}{\tau}$ sera donc la somme de 2 termes : p probabilité de destruction ou de dépolarisation des atomes 5^3P_2 contre les parois et Z probabilité de dépolarisation ou de destruction de ces atomes par des collisions contre les atomes de cadmium dans l'état fondamental.

On peut calculer un ordre de grandeur de p au moyen de la théorie cinétique des gaz, en schématisant le volume occupé par les atomes métastables par l'espace compris entre 2 plans parallèles indéfinis. En réalité, le volume dans lequel on crée les atomes métastables est limité par la plaque et la grille de la cellule à bombardement et est un parallèlèpipède rectangle de dimensions 4 x 20 x 25 mm.
Le calcul (appendice 2) conduit à $p \simeq 0{,}75 \times 10^5$ sec^{-1}

En ce qui concerne Z, on définit σ^2, section efficace de choc de dépolarisation des métastables par collision contre des atomes de cadmium dans l'état

fondamental, par (39)

$$Z = 4 N \sigma^2 \sqrt{\frac{\pi RT}{M}}$$

Si on représente $\frac{1}{\tau} = p + Z$ en fonction de la quantité $N\sqrt{T}$, p étant pratiquement indépendant de N et T, on doit trouver une droite dont la pente permet de calculer σ^2 et dont l'ordonnée à l'origine est p.

b/ Etude expérimentale.

α -Influence des inhomogénéités de champ statique.

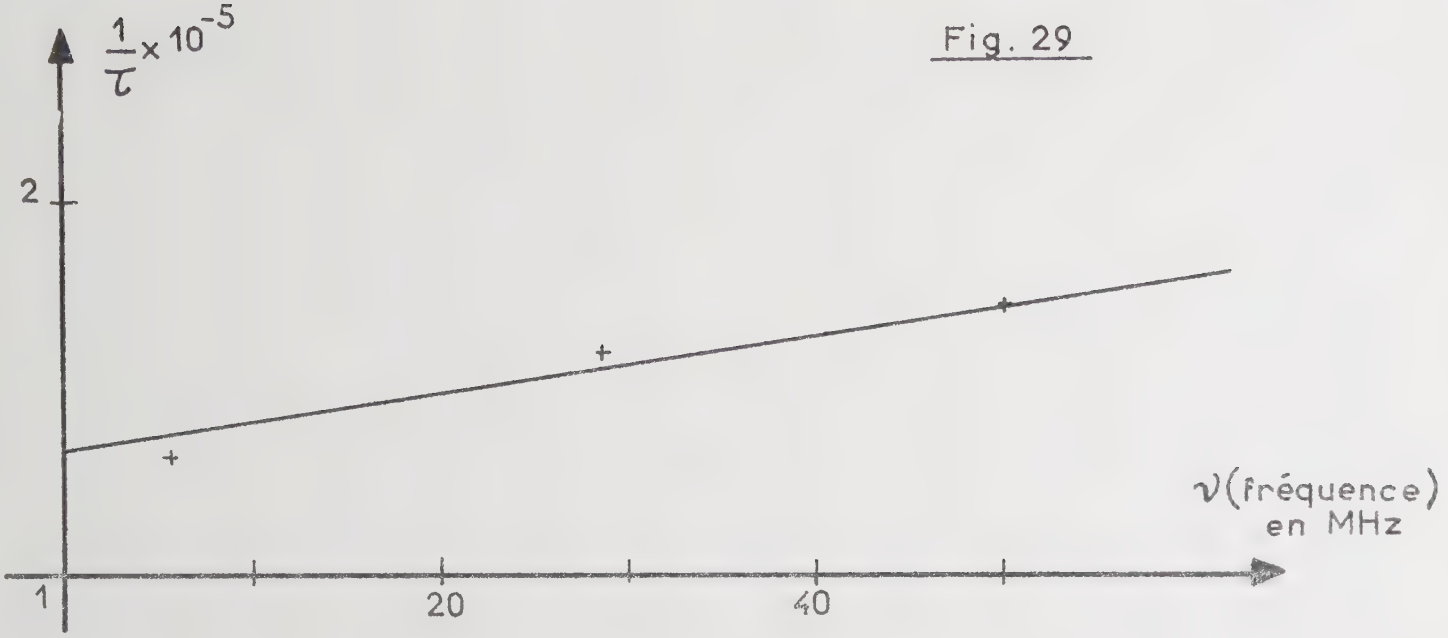
Nous avons vu que ces inhomogénéités étaient sans effet pour des durées de vie inférieures à 2×10^{-6}s. Il n'en est pas de même dans les mesures actuelles, τ (5^3P_2) variant de 2×10^{-6} à 10^{-5}s. environ dans le domaine de température exploré.

L'inhomogénéité relative $\frac{\Delta H_o}{H_o}$ étant indépendante de H_o, on a intérêt à se placer à fréquence aussi basse que possible pour que la largeur mesurée soit aussi voisine que possible de la largeur naturelle vraie. Nous avons trouvé pour une même pression de vapeur du cadmium, les valeurs suivantes de la largeur limite aux fréquences 5,5875 MHz ; 28,35 MHz et 50 MHz (fig. 29).

	5,5875	28,35	50
$\frac{1}{\tau} \times 10^{-5}$	1,32	1,6	1,72

On voit que lorsqu'on fait varier τ, on pourra adopter dans la limite des erreurs d'expérience, la valeur de τ trouvée pour des mesures faites à 5,5875 MHz. Nous avons contrôlé d'autre part que pour N

Fig. 29



donné, τ est indépendant du débit électronique ; ceci montre en particulier que les collisions des atomes métastables entre eux ou contre d'autres atomes excités, ou leur réexcitation par bombardement électronique ont dans ces expériences un effet négligeable.

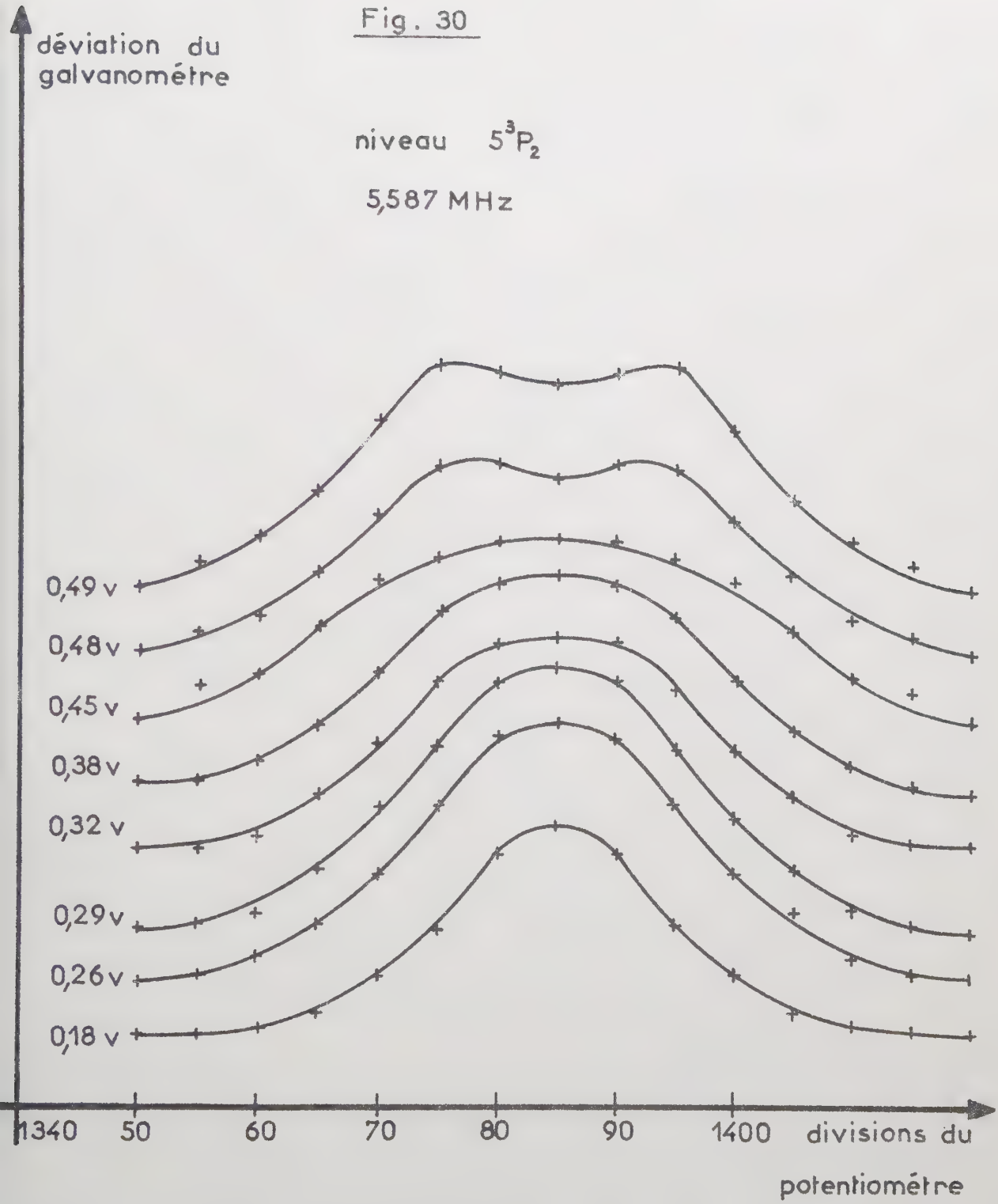
β -Résultats expérimentaux.

Un réseau de courbes de résonance magnétique est représenté fig. 30 et 30 bis.

La courbe donnant $\frac{1}{\tau}$ en fonction de $N\sqrt{T}$ est représentée fig. 31. Aux erreurs d'expérience près c'est une droite, dont la pente donne : $\sigma^2 = (0,31 \pm 0,03)10^{-14} cm^2$ et l'ordonnée à l'origine : $p = 0,76 \times 10^5 sec^{-1}$ en bon accord avec l'ordre de grandeur de p calculé dans l'appendice 2.

La valeur de σ^2 est nettement inférieure à la valeur trouvée par BAUMANN (34) pour les atomes métastables du niveau 6^3P_2 du mercure ($\sigma^2 = (0,67 \pm 0,07)10^{-14} cm^2$), ce qui est peu surprenant, l'atome de mercure étant de dimensions plus grandes que celui de cadmium. Elle est également plus faible que celle du niveau 5^3P_1 du cadmium ($\sigma^2 = 0,73 \times 10^{-14}$ cm^2) mesurée par BYRON, MAC DERMOTT et NOVICK (12). A. OMONT (40) a effectué le calcul théorique de ces sections de choc en utilisant un procédé analogue à celui de BYRON et FOLEY (41). Les valeurs théoriques ainsi trouvées pour les niveaux 5^3P_2 du cadmium et 6^3P_2 du mercure sont sensiblement plus élevées que la valeur expérimentale de BAUMANN pour le mercure et la nôtre pour le cadmium. La raison de ce désaccord ne nous apparaît pas clairement.

Fig. 30


déviation du galvanomètre
niveau 5^3P_2
5,587 MHz
0,49 v
0,48 v
0,45 v
0,38 v
0,32 v
0,29 v
0,26 v
0,18 v
1340
50
60
70
80
90
1400
divisions du potentiomètre

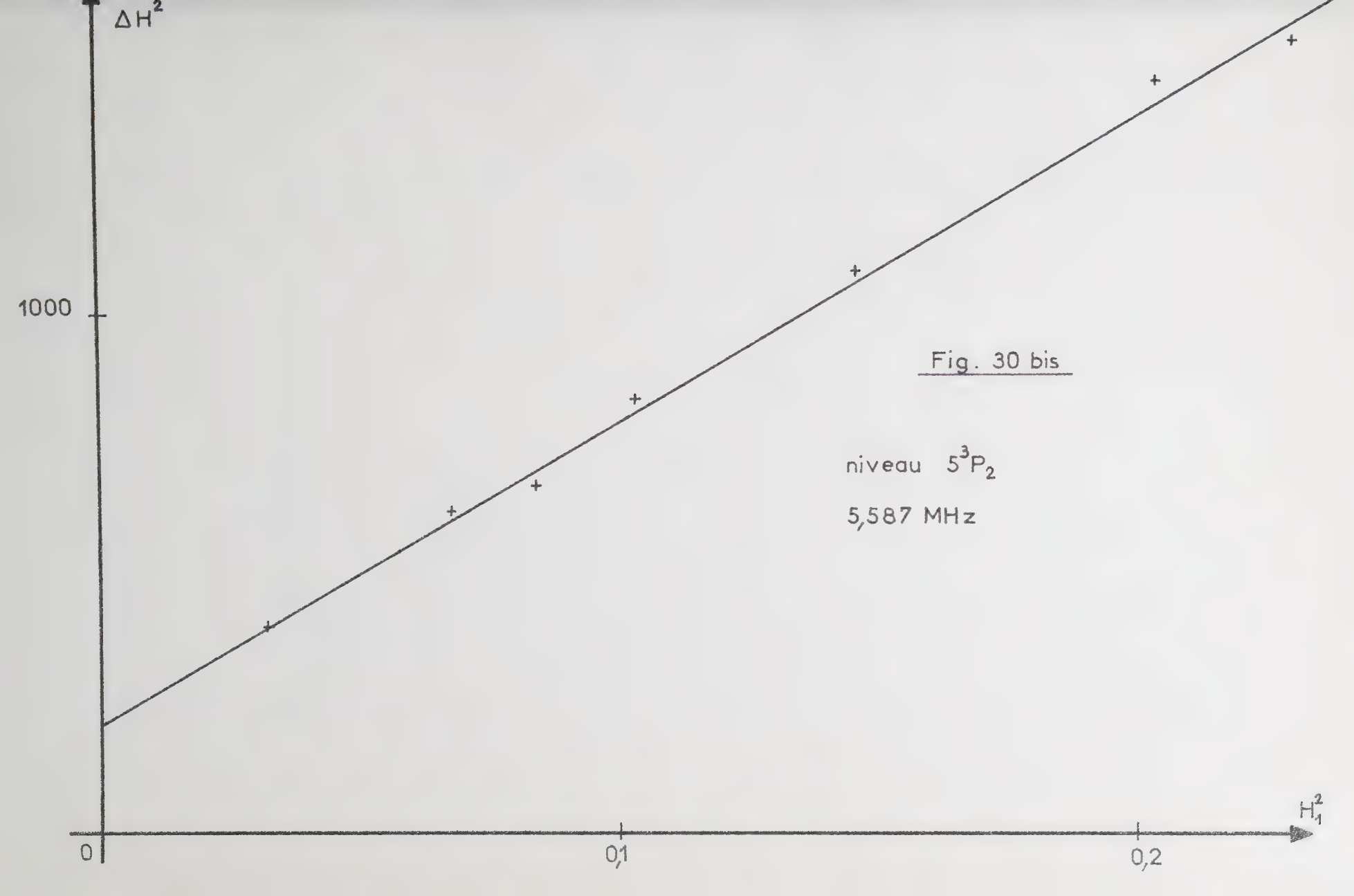


Fig. 30 bis

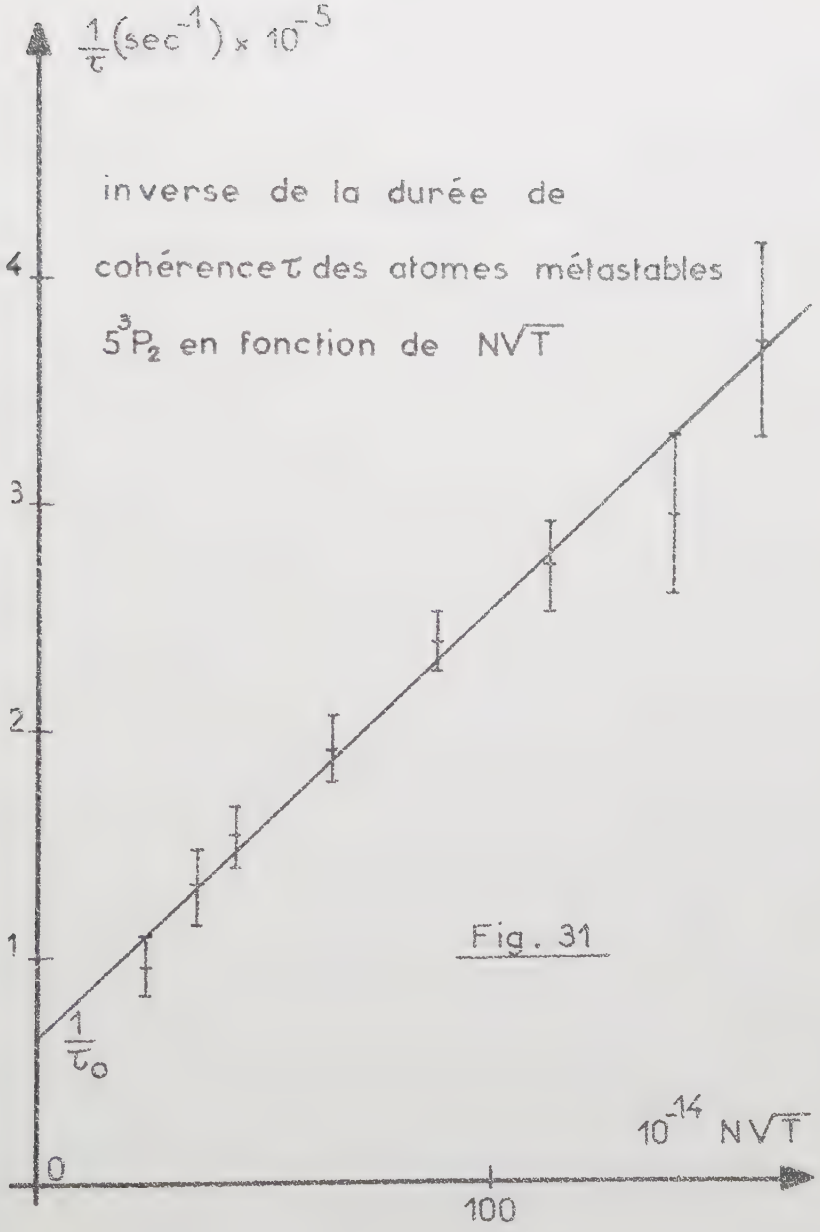

$\frac{1}{\tau}(sec^{-1}) \times 10^{-5}$
inverse de la durée de
cohérence τ des atomes métastables
5^3P_2 en fonction de $NV\sqrt{T}$
4
3
2
1
$\frac{1}{\tau_0}$
0
100
$10^{-14}\ NV\sqrt{T}$

Fig. 31

II - DUREE DE VIE DES ATOMES METASTABLES 5^3P_2.

1 - Principe.

Les atomes métastables 5^3P_2 sont produits dans la cellule par le bombardement des atomes de cadmium par les électrons. Si le jet d'électrons est coupé ou établi brusquement, les atomes métastables disparaissent ou apparaissent avec une constante de temps T_m, temps de vie moyen des atomes dans ce niveau. L'absorption par la cellule à bombardement électronique de la raie verte 5085 Å (5^3P_2 - 6^3S_1), émise par une lampe à cadmium varie avec la constante de temps T_m lors de la coupure ou de l'établissement brusque du jet d'électrons.

2 - Appareillage.

Le dispositif expérimental est représenté dans la fig. 32.

A - Alimentation du jet d'électrons.

Un générateur de sinusoïdes à 1 000 périodes alimente une bascule de Schmitt. Les ondes carrées ainsi produites sont envoyées sur la grille d'une pentode de puissance EL 184 montée en cathode follower. La sortie cathode alimente la plaque et la grille de la cellule à bombardement électronique. Les ondes carrées ainsi obtenues ont une amplitude de 13v. environ, le débit moyen de la cellule est de 50 mA, le temps de montée ou de coupure est de l'ordre de 2µs.

B - Réception des signaux.

La lumière émise par une lampe spectrale OSA à cadmium excitée en haute fréquence traverse la cellule puis un filtre SCHOTT OG 5 destiné à éliminer les raies

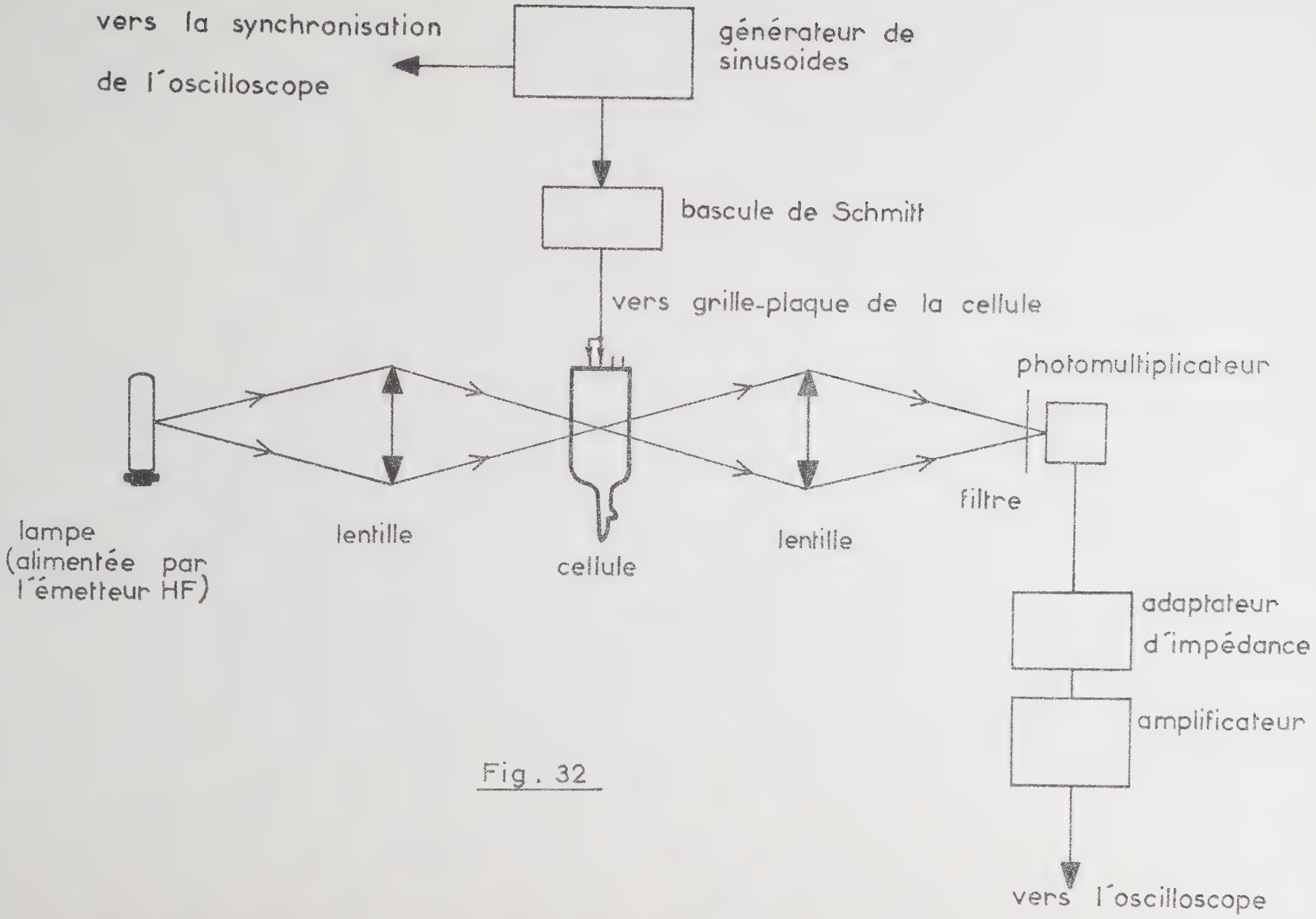

vers la synchronisation
de l'oscilloscope
générateur de
sinusoides
bascule de Schmitt
vers grille-plaque de la cellule
photomultiplicateur
filtre
lampe
(alimentée par
l'émetteur HF)
lentille
cellule
lentille
adaptateur
d'impédance
amplificateur
vers l'oscilloscope

Fig. 32

du cadmium autres que la raie verte 5085 Å ($5^3P_2 - 6^3S_1$) en particulier les raies violette ($5^3P_0 - 6^3S_1$) et bleue ($5^3P_1 - 6^3S_1$) et par conséquent tout effet d'absorption parasite dû aux atomes métastables 5^3P_0. On reçoit le faisceau lumineux sur un photomultiplicateur 1P 28 suivi d'un adaptateur d'impédance (fig. 33). La résistance de charge du photomultiplicateur est de 50 KΩ. La capacité parasite du photomultiplicateur et de l'entrée du 1er tube ne doit pas dépasser 20 pF, pour que la constante de temps soit au plus de 1µs. Pour introduire le moins possible de capacités parasites venant des cables, le culot du photomultiplicateur est placé directement sur le chassis de l'adaptateur d'impédance. Celui-ci est suivi d'un étage amplificateur à très large bande, puis d'un étage de sortie adaptateur d'impédance. On observe le signal sur oscillographe cathodique, synchronisé sur le générateur de sinusoïdes qui alimente la cellule à bombardement électronique.

3 - Mesures.

A - Constante de temps de l'appareillage.

Pour mesurer la constante de temps due à l'appareillage, on observe le signal lumineux émis par la cellule à bombardement électronique en l'absence de la source lumineuse. La durée de vie du niveau excité 6^3S_1 étant courte, seul le dispositif intervient pratiquement dans la constante de temps du signal ; on trouve ainsi que le dispositif introduit une constante de temps de l'ordre de 2×10^{-6}s.

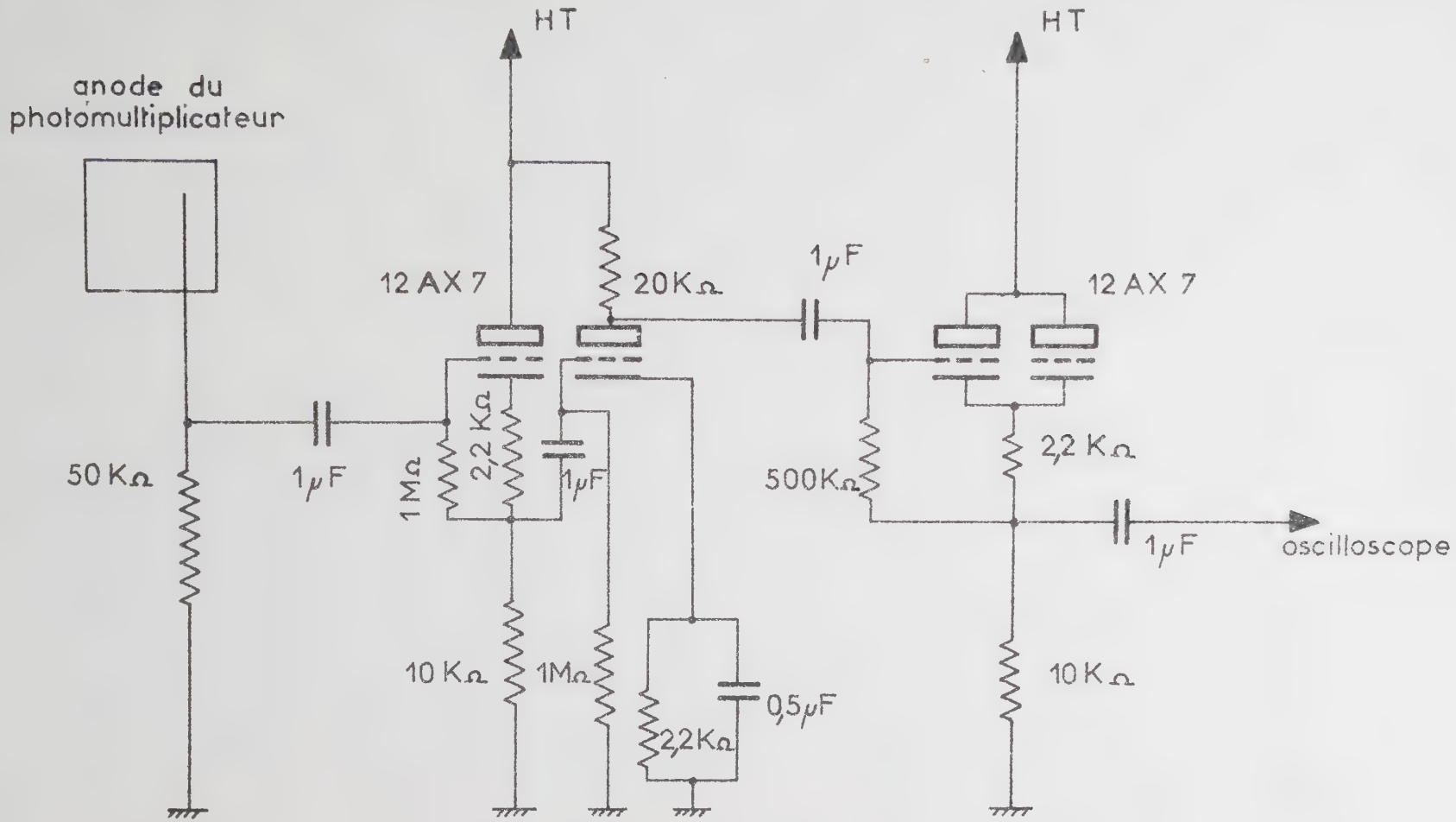

HT
HT
anode du
photomultiplicateur
12 AX 7
20 KΩ
1 μF
12 AX 7
50 KΩ
1 μF
1 MΩ
2,2 KΩ
1 μF
500 KΩ
2,2 KΩ
1 μF
oscilloscope
10 KΩ
1 MΩ
0,5 μF
2,2 KΩ
10 KΩ

Fig. 33

B - Durée de vie des atomes métastables 5^3P_2.

En allumant la lampe à cadmium on constate que lors de la coupure ou de l'établissement du jet d'électrons, le signal donné par la lampe croît ou décroît exponentiellement (fig. 34). La détermination de la constante de temps des exponentielles donne T_m, pourvu que T_m soit nettement plus grand que la constante de temps de l'appareillage, ce qui est le cas.

La courbe de la figure 35 représente la variation de T_m en fonction du nombre d'atomes N par cm^3 dans la cellule.

4 - Etude des résultats.

1°) Contrairement à τ, T_m croît lorsque N croît. On en conclut que les collisions des atomes métastables contre les atomes de cadmium dans l'état fondamental ne détruisent pas les atomes métastables, bien qu'elles les dépolarisent, ou au moins que la section de choc de destruction est beaucoup plus faible que celle de dépolarisation. Si N croît, les collisions entre atomes de cadmium ont pour effet de "protéger" les atomes métastables des chocs contre les parois, et par conséquent d'allonger T_m.

2°) Lorsque N est faible, seuls les chocs contre les parois interviennent. Pour N très faible, T_m doit tendre vers une valeur T_o égale à $\frac{1}{p}$, valeur calculée en 2ème partie (4 - B). Expérimentalement, nous trouvons que $T_o = 1{,}4.10^{-5}$ sec., en bon accord avec les résultats obtenus précédemment.

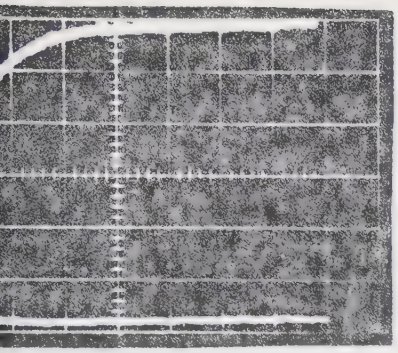


Fig. 34 Durée de vie des atomes métastables 5^3P_2

$N = 14,5 \times 10^{14}$ atomes par cm^3

échelle 50×10^{-6} s par division

La courbe du bas représente le signal donné par la cellule quand la lampe est masquée.
La courbe du haut représente le signal d'absorption donné par la lumière de la lampe traversant la cellule.

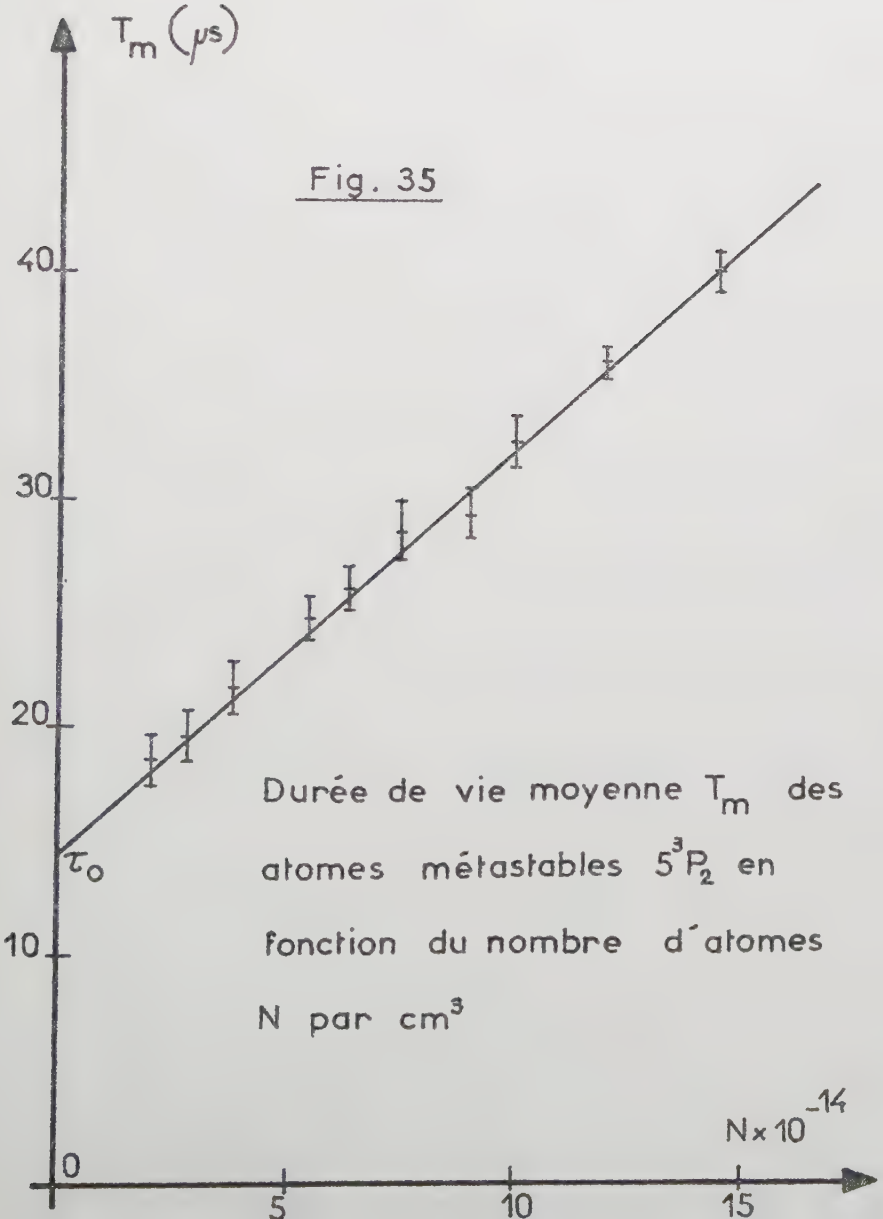


Fig. 35

Durée de vie moyenne T_m des atomes métastables 5^3P_2 en fonction du nombre d'atomes N par cm^3

CONCLUSION

La méthode d'excitation par bombardement électronique, appliquée au cadmium, nous a donc permis d'obtenir les résultats suivants :

- durées de vie et facteurs de Landé des niveaux 5^1D_2, 6^1D_2, 5^3F_4 de l'atome Cd. et $(4d^9 5s^2)\ a^2D_{3/2}$, $a^2D_{5/2}$ de l'ion Cd^+.
- structures hyperfines des niveaux 5^1D_2, 6^1D_2 et $a^2D_{5/2}$.
- facteur de Landé et variation de la durée de cohérence du niveau métastable 5^3P_2 et durée de vie de ce niveau en fonction du nombre d'atomes par cm^3. Nous en avons déduit la section de choc de dépolarisation lors des collisions des atomes métastables 5^3P_2 et des atomes dans l'état fondamental 5^1S_o.

Nous avons comparé les résultats de diverses mesures aux valeurs données par une théorie simplifiée. Il serait intéressant d'améliorer l'évaluation théorique des structures hyperfines des niveaux 5^1D_2 et 6^1D_2 et du facteur de Landé du niveau 5^3P_2. Des calculs sont d'autre part en cours pour évaluer la section de choc des atomes métastables 5^3P_2 contre les atomes 5^1S_o au moyen de la méthode de BYRON et FOLEY (41). Enfin il serait souhaitable d'identifier plus sûrement le niveau 5^3F_4 en étudiant sa résonance magnétique sur la transition infra-rouge $5^3F_4 - 5^3D_3$ ainsi que l'a fait récemment PEBAY PEYROULA (42) dans le cas du mercure.

APPENDICE 1

Corrections diamagnétiques et relativistes au facteur de Landé du niveau 5^3P_2.

Nous avons utilisé la méthode d'ABRAGAM et VAN VLECK (21) pour calculer les corrections diamagnétiques et relativistes au facteur de Landé. Ces corrections peuvent mettre sous la forme

$$\Delta g = -\frac{1}{mc^2}\left[\frac{\bar{T}_s}{3} + \frac{4}{5}\bar{T}_p\right] - \alpha^2\left[\frac{\bar{W}}{3} - \frac{\bar{V}}{30}\right] - \frac{\alpha^2}{6}(\bar{V} + \bar{W})$$

$\bar{T}_s$ énergie cinétique moyenne de l'électron s

$\bar{T}_p$ énergie cinétique moyenne de l'électron p

W, V intégrales définies par ABRAGAM, faisant intervenir la densité électronique.

$$\alpha = \frac{1}{(137)} = \frac{e^2}{\hbar c}$$

Le premier terme correspond à la correction relativiste de BREIT-MARGENAU.
Les deuxième et troisième terme sont dûs aux effets de diamagnétisme des électrons des couches internes sur les électrons de valence (correction de LAMB et correction orbite-orbite).

Avec les fonctions d'onde de SLATER pour le cadmium (37) on trouve

$$\frac{1}{mc^2}\left[\frac{\overline{T}_s}{3} + \frac{4}{5}\overline{T}_p\right] = 9 \times 10^{-6}$$

$$\overline{V} = 1 \qquad \overline{W} = 0{,}275$$

$$\Delta g = -24 \times 10^{-6}$$

Les corrections de diamagnétisme calculées à partir des fonctions d'onde de SLATER ont sans doute un ordre de grandeur raisonnable car ces fonctions doivent représenter d'une façon relativement satisfaisante la densité électronique des couches internes. Mais elles n'ont pas pour les électrons de valence les oscillations que présentent sans doute les fonctions d'onde réelles à l'intérieur des couches internes et elles sous estiment par conséquent certainement l'énergie cinétique moyenne des électrons. Il serait intéressant de calculer les corrections relativistes à partir de fonctions d'onde plus réalistes mais nous ne disposons pas de telles fonctions d'onde. Les corrections de relativité étant sans doute les plus importantes, ce sont les valeurs expérimentales de ces corrections pour les niveaux 5^3P_2 et 5^3P_1 que nous comparons au chapitre I (4) de la 2ème partie.

APPENDICE 2

Calcul approximatif de la probabilité p de collision des atomes métastables contre les parois.

On suppose le volume occupé par les atomes métastables limité par 2 plans parallèles indéfinis, situés à la distance a l'un de l'autre.

Soit $|\vec{v}|$, la vitesse moyenne des atomes, supposée la même pour tous, Z la probabilité de dépolarisation ou de destruction des atomes métastables, due aux causes autres que les chocs contre les parois. Etudions les N_o atomes qui à l'instant 0 sont portés par les électrons à l'état 5^3P_2 à la distance x ($0<x<\frac{a}{2}$) d'une des parois et voyons ce qu'ils sont devenus à l'instant t.

1°) pour $0<t<\frac{x}{v}$.

Le nombre N d'atomes métastables décroît suivant la loi $N = N_o e^{-Zt}$ puisqu'aucun atome n'a eu encore le temps d'atteindre la paroi la plus proche.

2°) pour $\frac{x}{v}<t<\frac{a-x}{v}$

Les atomes dont la vitesse est comprise dans l'angle solide Ω défini par $\Omega = 2\pi(1 - \cos\theta) = 2\pi\left(1 - \frac{x}{vt}\right)$

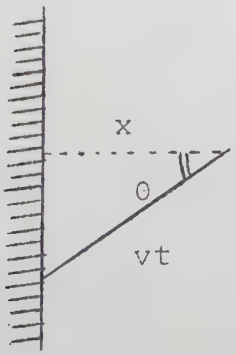


figure 36

ont atteint la paroi la plus proche et nous supposons qu'ils y ont été détruits ou dépolarisés (fig. 36). N varie suivant la loi

$$N = N_o e^{-Zt}\,\frac{4\pi - \Omega}{4\pi}$$

(Tous les atomes avec une vitesse

dans l'angle solide Ω étant éliminés).

soit $N = N_o e^{-Zt}\left[\frac{1}{2} + \frac{x}{2vt}\right]$

3°) pour $\frac{x}{v} < \frac{a - x}{v} < t$

Les atomes peuvent atteindre soit une paroi, soit l'autre (fig. 37). Le même raisonnement que ci-dessus donne :

$$N = N_o \frac{4n - \Omega_1 - \Omega_2}{4\pi}$$

avec $\Omega_1 = 2\pi\left[1 - \frac{x}{vt}\right]$

$\Omega_2 = 2\pi\left[1 - \frac{a - x}{vt}\right]$

donc $N = N_o e^{-Zt} \frac{a}{2vt}$

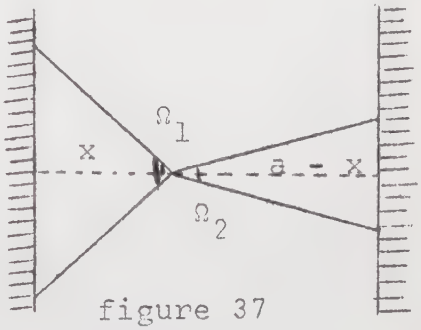


figure 37

Calculons la moyenne de ces expressions, à t fixé, pour toutes les valeurs de x possibles. On représente, dans le plan (t, x) les différentes régions possibles, (fig. 38), x étant compris entre 0 et $\frac{a}{2}$

La région (1) correspond à $\frac{a}{2} > x > vt$. N est de la forme :

$N = N_o e^{-Zt}$ (puisque $t < \frac{x}{v}$)

La région (2) correspond à :

$x < vt$ et $x < a - vt$

donc $N = N_o e^{-Zt}\left[\frac{1}{2} + \frac{v}{2vt}\right]$

La région (3) correspond à

$x > a - vt$

donc $N = N_o e^{-Zt} \frac{a}{2vt}$

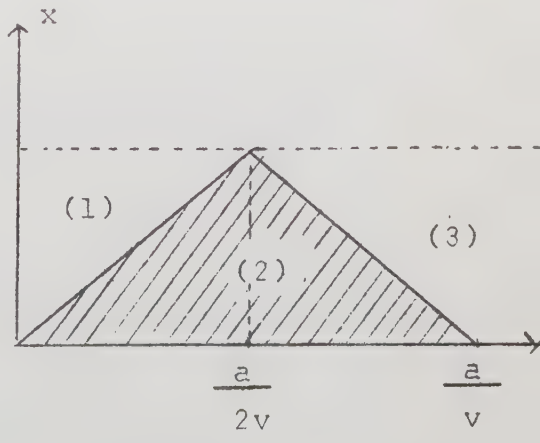


figure 38

Lorsqu'on moyenne pour tous les x entre 0 et $\frac{a}{2}$, trois cas sont possibles :

A - pour $0<t<\frac{a}{2v}$ on aura

$$N_{tot} = \frac{2}{a} N_o \left[\int_o^{vt} e^{-Zt} \left(\frac{1}{2} + \frac{x}{2vt} \right) dx + \int_{vt}^{\frac{a}{2}} e^{-Zt}\, dx \right]$$

soit $N_A = N_o e^{-Zt} \left[+ 1 - \frac{vt}{2a} \right]$

B - pour $\frac{a}{2v} < t < \frac{a}{v}$

$$N_{tot} = \frac{2}{a} N_o \left[\int_o^{a-vt} e^{-Zt} \left(\frac{1}{2} + \frac{x}{2vt} \right) dx + \int_{a-vt}^{\frac{a}{2}} e^{-Zt} \frac{a}{2vt}\, dx \right.$$

$$N_B = N_o e^{-Zt} \left[+ 1 - \frac{vt}{2a} \right]$$

C - Pour $\frac{a}{v} < t$

$$N_C = N_o e^{-Zt} \frac{a}{2vt}$$

Traçons la courbe donnant N fonction de t. Elle se compose de 2 portions de courbes (fig. 39)

- pour $t < \frac{a}{v}$

$$N = N_o e^{-Zt} \left(1 - \frac{vt}{2a} \right)$$

- pour $t > \frac{a}{v}$

$$N = N_o \frac{a}{2vt} e^{-Zt}$$

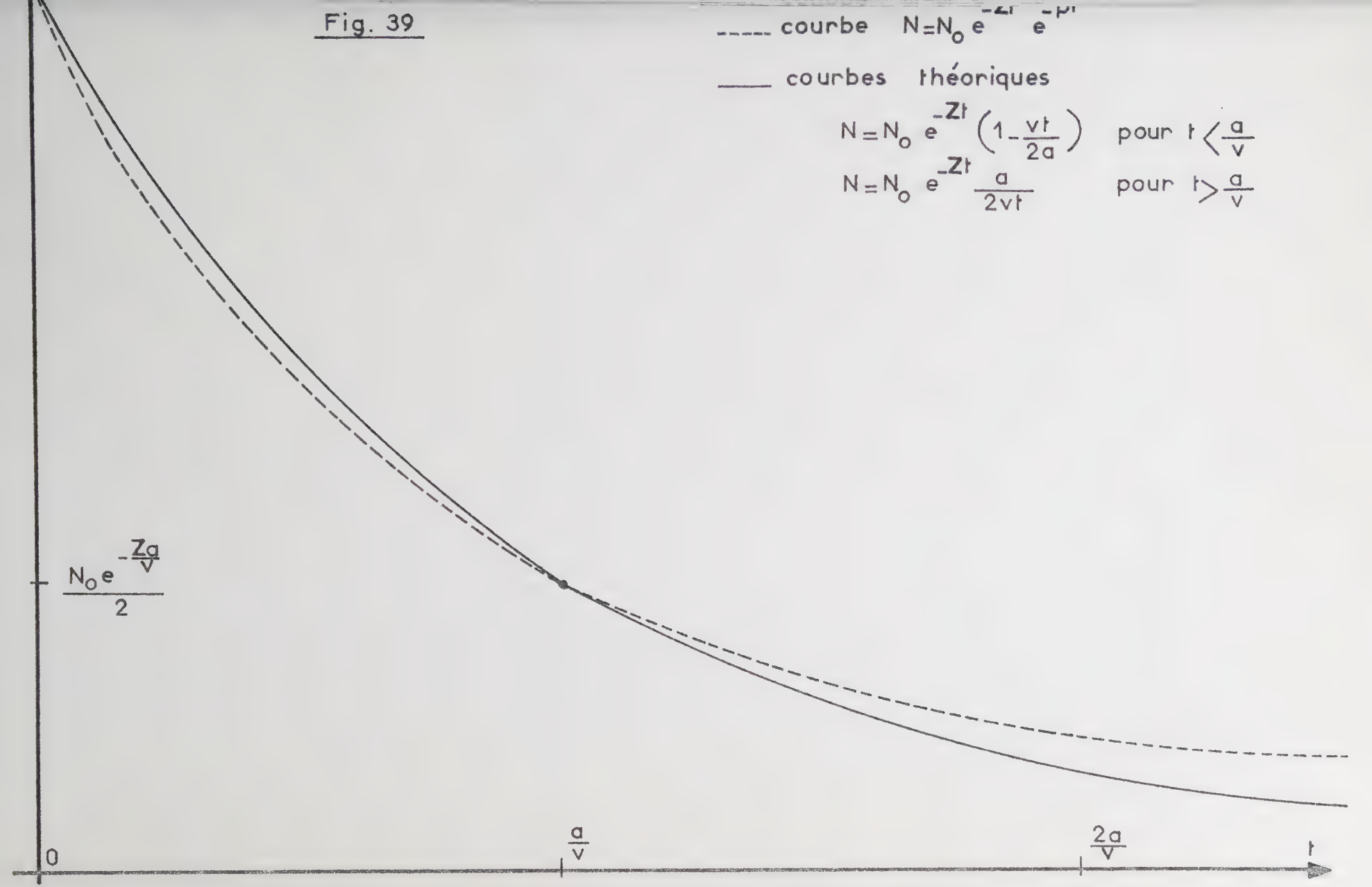
Fig. 39

----- courbe $N = N_0 e^{-Zt} e^{-\rho t}$

____ courbes théoriques

$$N = N_0 e^{-Zt}\left(1 - \frac{vt}{2a}\right) \quad \text{pour } t < \frac{a}{v}$$

$$N = N_0 e^{-Zt}\frac{a}{2vt} \quad \text{pour } t > \frac{a}{v}$$



La courbe ainsi obtenue est très voisine d'une courbe d'équation :

$$N = N_o e^{-Zt}\, e^{-pt}$$

p serait alors la probabilité de destruction des atomes métastables contre les parois. On peut imposer la condition que les 2 courbes coïncident pour $t = \frac{a}{v}$ (elles se coupent déjà pour t = o) ce qui donne

$$e^{-p\frac{a}{v}} = \frac{1}{2}$$

soit $p = \frac{v}{1{,}4\ a}$

soit en prenant $v = \sqrt{\frac{8\ RT}{\Pi\ M}}$

$T \simeq 500°\ K$

$M = 112$

$p \simeq 0{,}74 \times 10^5\ sec^{-1}$

Moyennant cette approximation, le temps de cohérence est donné par :

$$\frac{1}{\tau} = p + Z$$

BIBLIOGRAPHIE

(1) F. BITTER et J. BROSSEL, Phys. Rev. (1952), 86, 308.

(2) G.W. SERIES, Rep. on Prog. in Phys. (1959), 22, 280.

(3) J.C. PEBAY PEYROULA, Thèse, Paris (1959) ; J. Phys. Rad (1959), 20, 669 et 721.

(4) H.W.B. SKINNER et E.T.S. APPLEYARD, Proc. Roy. Soc. (1928), A 117, 224.

(5) D.W.O. HEDDLE et C.B. LUCAS, Proc. Roy. Soc. (1963) A 271, 129.
R.H. Mc FARLAND, Phys. Rev. (1962), 128, 1758.
R.H. Mc FARLAND et E.A. SOLTYSIK, Phys. Rev. (1963), 129, 2581.
R.H. HUGHES, R.B. KAY, L.D. WEAVER, Phys. Rev. (1963) 129, 1636.

(6) I.C. PERCIVAL et M.J. SEATON, Phil. Trans. Roy. Soc. (1958), A 251, 113.

(7) R.H. Mc FARLAND, Phys. Rev. Lett. (1963), 10, 397 ; Phys. Rev. (1964) 133 A, 988.

(8) B. DECOMPS, Thèse de 3ème cycle, Paris 1960 ;
B. DECOMPS, J.C. PEBAY PEYROULA et J. BROSSEL, Comptes Rendus, (1960), 251, 941 ; (1961) 252, 537 ;
J.P. DESCOUBES, B. DECOMPS, J. BROSSEL, Comptes Rendus, (1964), 258, 4005.
J.P. DESCOUBES, Comptes Rendus, (1964), 259, 327.

(9) A.D. MAY, Comptes Rendus, (1960) 250, 3616 ; 251, 1371.

(10) M. BARRAT et J.C. PEBAY PEYROULA, Comptes Rendus (1960), 251, 56.
M. BARRAT et J.P. BARRAT, Comptes Rendus (1963), 257, 1463.
M. BARRAT, Comptes Rendus (1964), 259, 1063 ; 259, 1504.

(11) J. BUTAUX, D.E.S. Paris (1961) .
J.P. BARRAT et J. BUTAUX, Comptes Rendus (1961) 253, 2668.
(12) F.W. BYRON, M.N. Mc DERMOTT et R. NOVICK, Phys. Rev. (1964) 134 A, 615.
(13) P. SALLIOT, D.E.S. Caen (1963).
J.P. BARRAT et P. SALLIOT, Comptes Rendus (1964), 258, 2517.
(14) P. THADDEUS et R. NOVICK, Phys. Rev. (1962) 126, 1774.
(15) J. SURUGUE, Techniques générales du laboratoire de Physique (publications du C.N.R.S.) 2ème édition p 377.
(16) voir par exemple N.F. RAMSEY, Molécular Beams (Oxford Clarendom Press) p. 119.
(17) E. GENEUX et B. WANDERS-VINCENZ, Helv. Phys. Acta (1960) 33, 185.
(18) R. KOHLER et P. THADDEUS, Phys. Rev. (1964) 134 A, 1204.
(19) LANDOLT-BORNSTEIN, Zahlenwerte und Funktionen (Springer) 1 Teil, Atome und Ionen, p. 89.
(20) Atomic Energy Levels (National Bureau of Standards) vol III, p. 55.
(21) A. ABRAGAM et J.H. VAN VLECK, Phys. Rev. (1953), 92, 1448.
(22) Voir en particulier A. MESSIAH, Mécanique quantique (Dunod) Tome II, p. 809-810.
(23) LANDOLT-BORNSTEIN, Zahlenwerte und Funktionen (Springer) 5 - Teil, Atomkerne p. 27-28.
(24) E.U. CONDON et G.H. SHORTLEY, The theory of Atomic Spectra (Cambridge University Press) p 271 et suivantes.
(25) H. WOLFE, Phys. Rev. (1932), 41, 443.
(26) G. BREIT et L.A. WILLS, Phys. Rev. (1933) 44, 470.
(27) H.B.G. CASIMIR, On the interaction between Atomic Nuclei and Electrons (Freeman).

(28) H. KOPFERMANN, Nuclear Moments (Academic Press Inc) p. 150 et suivantes.

(29) A. LURIO, M. MANDEL et R. NOVICK, Phys. Rev. (1962), 126, 1758.
P. THADDEUS et R. NOVICK, Phys. Rev. (1962), 126, 1774.
A. LURIO et R. NOVICK, Phys. Rev. (1964), 134 A, 608.

(30) F.D. COLEGROVE, P. A. FRANKEN, R.R. LEWIS et R.H. SANDS, Phys. Rev. Lett. (1959), 3, 420.
P.A. FRANKEN, Phys. Rev. (1961), 121, 508.

(31) C.COHEN - TANNOUDJI, Thèse, Paris 1962 ; Ann. de Phys. (1962), 7, 423 et 469.

(32) H.G. KUHN et S.A. RAMSDEN, Proc. Roy. Soc. (1956), A 237, 485.

(33) H.G. DEHMELT, Phys. Rev. (1956), 103, 1125.
B.B. AUBREY et L.C. BRADLEY, Bull. Am. Phys. Soc. (1960) II, 5, 274.

(34) M. BAUMANN, Zeit. Phys. (1963), 173, 519.

(35) Handbook of chemistry and physics, 44 th Edition, p. 2519.

(36) voir A.C.G. MITCHELL et M. W. ZEMANSKY, Resonance radiation and excited atoms, (Cambridge University Press) p. 92 et suivantes.

(37) J.C. SLATER, Phys. Rev. (1930) 36, 57.

(38) W. FAUST, M.W. Mc DERMOTT et W. LICHTEN, Phys. Rev. (1960), 120, 460.

(39) A.C.G. MITCHELL et M. W. ZEMANSKY, Resonance radiation and excited atoms (Cambridge University Press), p. 155.

(40) A. OMONT, J. Phys. à paraître.

(41) BYRON , FOLEY and R. NOVICK, Phys. Rev. 134, p. 615 (1964).

(42) PEBAY PEYROULA, Comptes Rendus (1964) 259, 93.

ooooooo
ooooo
ooo
o